Physics Lib.

JAN 9 1948

Akustische Zeitschrift

Im Auftrage der

DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT

unter Mitwirkung der

DEUTSCHEN REICHSPOST und PHYSIKAL.-TECHN. REICHSANSTALT

herausgegeben von

MARTIN GRÜTZMACHER und ERWIN MEYER

1. J. Götz: Über den Schalldurchgang durch Metallplatten in Flüssigkeiten bei schrägem Einfall einer ebenen Welle 145

2. T. v. Tarnóczy: Untersuchungen mit künstlichen Vokalresonatoren 169

3. Wilhelm Gauster-Filek v. Wittinghausen: Über Strahlengeometrie in parallelgeschichteten Medien 175

4. Patentschau 186

5. Schrifttum 187

6. Nachrichten 204

Fünftes Heft Achter Jahrgang Oktober 1943

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

Akustische Zeitschrift

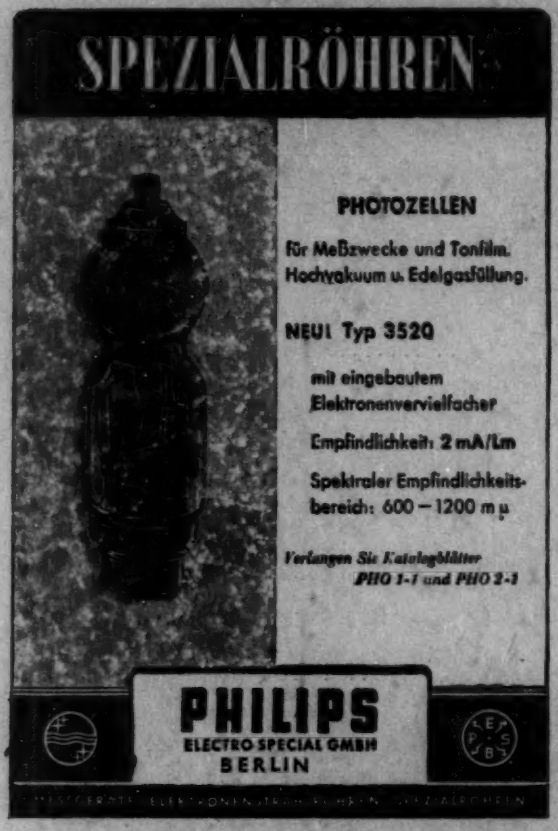
Die Zeitschrift erscheint in 6 Heften je Jahrgang. Der Bezugspreis beträgt 10,— RM. je Jahrgang. Von den Originalbeiträgen und zusammenfassenden Berichten stehen den Verfassern 30 Sonderdrucke unberechnet zur Verfügung. Weitere Exemplare werden berechnet und müssen bei Rückgabe der Fahnenkorrekturen bestellt werden.

Schriftleitung:

Dr. Martin Grützmacher, Oberregierungsrat und Mitglied der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Berlin NW 87, Franklinstr. 22

Dr. Erwin Meyer, o. Professor an der Technischen Hochschule Berlin und Abteilungsvorsteher am Vierjahresplaninstitut für Schwingungsforschung, Berlin NW 87, Franklinstr. 1

Beiträge, sowie alle die Schriftleitung betreffenden Zuschriften werden erbeten an:
Dr. Martin Grützmacher, Berlin NW 87, Franklinstr. 22



PHYSIK UND TECHNIK DER GEGENWART: FERNMELDETECHNIK

Ein neuer Band von Prof. Dr. R. Feldtkeller

Einführung in die Theorie der Spulen und Übertrager mit Eisenblechkernen befindet sich im Druck. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Fünftes Heft | Achter Jahrgang | Oktober 1943

Über den Schalldurchgang durch Metallplatten in Flüssigkeiten bei schrägem Einfall einer ebenen Welle [1]

Von J. Götz, Berlin

Mitteilung aus dem AEG-Forschungsinstitut, Berlin-Reinickendorf-Ost

(Mit 19 Textabbildungen)

Inhaltsübersicht

I. Ursprung des Schalldurchgangproblems und seine Anwendung bei der Materialprüfung.
1. Anwendungsgebiete und Versuche der Lösung des Problems.
2. Die Bedeutung des Schalldurchgangproblems bei der Auffindung von Fehlern in Blechen. Beschreibung der Meßgeräte.
3. Ziel der Arbeit.

II. Der Durchgang ebener Schallwellen durch planparallele Trennschichten.
1. Das Problem.
2. Theorie von RAYLEIGH für schubspannungsfreie Medien.
3. Die Theorie von REISSNER und die Arbeiten des Züricher Arbeitskreises.
4. Die Schalldämmung von Einfachtrennwänden in der Raum- und Bauakustik. Die Biegewellenkoinzidenz.
5. Versuch der Anwendung der Biegewellen-Koinzidenztheorie auf den Schalldurchgang durch Metallplatten in Flüssigkeiten.
6. Versuch der Darstellung der Plattenschwingung als Biegewelle unter Berücksichtigung der Drehträgheit und der Schubdeformation.
7. Ermittlung der Biegewellengeschwindigkeit durch Behandlung des Problems als zweidimensionales Wellenproblem.
8. Die Schalldurchlässigkeit bei Einfallswinkeln innerhalb der Totalreflexionswinkel. Die „Dickenresonanzen".
9. Darstellung der Dickenresonanz bei schubspannungsfreien Trennschichten als Koinzidenz.
10. Vergleich der REISSNERschen Theorie mit der Koinzidenztheorie bei festen Trennwänden.

III. Versuche mit der unter I beschriebenen Anordnung.
1. Die maximalen Schalldurchlässigkeiten.
2. Der Verlauf der Tangentialwelle außerhalb des begrenzten Schallstrahls.

IV. Zusammenfassung.

I. Ursprung des Schalldurchgangproblems und seine Anwendung bei der Materialprüfung

1. Anwendungsgebiete und Versuche der Lösung des Problems

Das Problem des Schalldurchgangs durch Schichten eines Mediums, das einen anderen Schallwellenwiderstand als das umgebende besitzt, ist alt. Wesentlich jüngeren Datums ist die Anwendung auf die Schalldämmung von Trennwänden in der Raum- und Bauakustik (1)[2]), und in die letzten 10 Jahre etwa fallen Untersuchungen über die Reflexionsfähigkeit von Kreisscheiben zur Ausbildung sogenannter Schallradiometer, welche zur absoluten Messung der Schallintensität dienen (2) bis (5), ferner die Entwicklung von Methoden zur Bestimmung der elastischen Konstanten von festen Materialien (6) bis (10); endlich trat das Problem auch noch bei der zerstörungsfreien Werkstoffprüfung, insbesondere bei der Auffindung von Dopplungen in gewalzten Blechen, auf.

[1]) D 83.

[2]) Siehe das Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit.

2. Die Bedeutung des Schalldurchgangproblems bei der Auffindung von Fehlern in Blechen. Beschreibung der Meßgeräte

Die zuletzt genannte Aufgabe besteht darin, platt gewalzte Lunker, Gasblasen oder sonstige Fehlstellen in einem Blech (Abb. 1) mittels

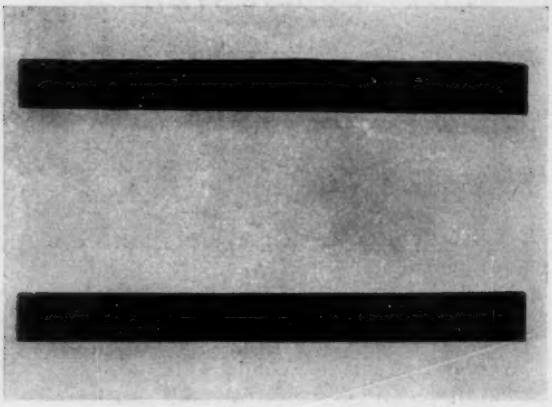


Abb. 1. Schnittfläche eines gedoppelten Bleches (die Dopplung ist als dünne Linie, in der Mitte verlaufend, zu sehen)

Schallwellen aufzufinden, wobei, zunächst ganz oberflächlich betrachtet, die Schallwelle von der Fehlstelle ein Schattenbild entwirft, indem die Welle, auf der einen Seite in das Blech eingeführt, an einer gesunden Stelle viel ungeschwächter hindurchtritt, als an einer Fehler-

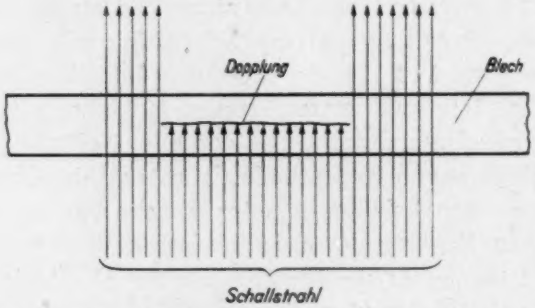


Abb. 2. Schallschattenbild eines Fehlers in einem Blech

stelle (Abb. 2). Die Ursache davon ist der große Unterschied der Schallwellenwiderstände einmal des Metalls, gewöhnlich Eisen, zum anderen des Stoffes in der gedoppelten Stelle, der entweder Gas oder Schlacke ist, wobei man unter dem Schallwellenwiderstand das Produkt aus Dichte und Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit versteht.

$$Z = \varrho \cdot c. \tag{1}$$

Z = Schallwellenwiderstand
ϱ = Dichte des Mediums
c = Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit

Aus dem vorhin Gesagten ergibt sich, daß es günstig sein wird, den Unterschied der Schallwellenwiderstände des Bleches und des Mediums, aus dem die Schallwelle kommt, möglichst klein zu halten, um dadurch den Einfluß der Fehlerstelle als Schallhindernis besonders hervorzuheben.

Am einfachsten wird es, wenn man den Schallerzeuger direkt, ohne Zwischenmedium, an das Werkstück anpreßt. Um aber über die ganze Fläche Berührung zu erreichen, muß man die Werkstückoberfläche und die strahlende Fläche des Schallgebers planschleifen, und es zeigt sich in der Praxis, daß dann außerdem noch eine ganz dünne Schicht eines flüssigen Mediums, das die noch verbleibenden Zwischenräume ausfüllt, notwendig ist, um die Ankopplung einigermaßen sauber zu erreichen (20). Schon das Planschleifen der Werkstückoberfläche ist eine Maßnahme, welche in der Praxis nicht vorgenommen werden kann, und außerdem zeigen Erfahrungen, daß trotz aller Maßnahmen wie Planschleifen und Ausfüllung der Zwischenräume die direkte Ankopplung des Schallgebers mit Erfolg nicht angewandt werden kann. Der Grund dafür ist in folgendem zu suchen: Die meisten Werkstücke haben Abmessungen von solcher Größe, daß es unmöglich ist, sie auf einmal zu durchschallen; es müßte ja der Schallgeber von ähnlicher Größe sein. Somit bleibt nichts anderes übrig, als den zu prüfenden Gegenstand stellenweise abzutasten, also die Ankopplung immer wieder neu an einer neuen Stelle vorzunehmen. Dabei ist nun die Schwierigkeit die, daß es praktisch unmöglich ist, die Ankopplung trotz Planschleifens und Flüssigkeitszwischenschicht so definiert auszubilden, daß eine ganz bestimmte, an allen Stellen des zu prüfenden Gegenstandes gleiche und immer wieder reproduzierbare Schallenergie in das Werkstück übergeführt

wird. Damit wird aber eine mehr oder minder große Schalldurchlässigkeit bzw. das Vorhandensein von Fehlern vorgetäuscht. Außerdem beansprucht eine Prüfung, bei der die Prüfgeräte immer wieder von neuem aufgesetzt werden müssen, viel zu viel Zeit.

Um über diese Schwierigkeiten hinwegzukommen, wurde von der direkten Ankopplung von Schallgeber und Werkstück abgegangen und die Schallübertragung nur über ein flüssiges Zwischenmedium durchgeführt. Wie dabei der normalerweise schlechte Schallübergang zufolge des großen Unterschiedes der Wellenwiderstände verbessert wurde, soll später erläutert werden. Bei einwandfreier Benetzung der festen Gegenstände durch die Flüssigkeit, die möglich ist, konnte ein einwandfreier und reproduzierbarer Schallübergang immer bewerkstelligt werden. Dazu kam jetzt der Vorteil, daß es möglich wurde, den Schallgeber kontinuierlich vor dem Prüfobjekt vorbeizuziehen und es zeilenweise damit relativ rasch abzutasten. Die Überlegungen, den Schallübergang und die freie Beweglichkeit des Schallgebers gegenüber dem Werkstück betreffend, gelten ebenso für das, die durchgelassene Schallenergie messende Organ, den Schallempfänger.

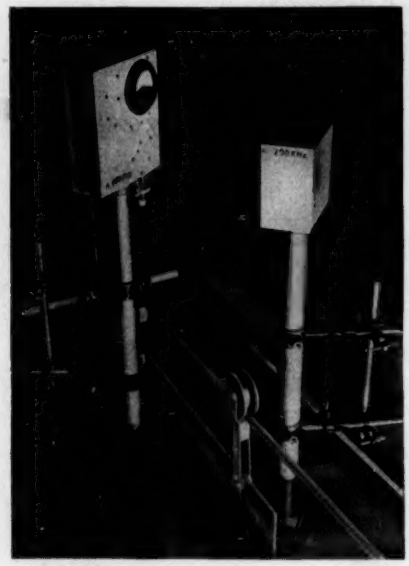


Abb. 3. Laboratoriumsmäßiger Aufbau der Prüfung eines Blechs auf Dopplungen

So kommt man zu einer Anordnung zur Prüfung von Blechen, wie sie als laboratoriumsmäßiges Gerät in Abb. 3 dargestellt ist. In einem Flüssigkeitsbehälter, der Wasser mit einem Zusatz eines Benetzungsmittels beinhaltet, befinden sich eine Eisenplatte, welche auf Rädern verschiebbar angeordnet ist, rechts davon der Schallsender, links der Schallempfänger und beide mit ihren schallübertragenden Teilen im Wasser. Durch Rohre sind diese mit den dazugehörigen elektrischen Geräten verbunden.

Die Frequenz, physikalisch richtiger gesagt die Wellenlänge des Schalles, mit dem das Werkstück zweckmäßig durchstrahlt wird, richtet sich nach der Größe des Fehlers und seiner Lage im Werkstück. Darauf geht Kruse (21) in seiner Arbeit ausführlich ein, und es folgt daraus für Bleche der Dicke bis ca. 25 mm und noch zu erkennenden Fehlern bis zu etwa 30 mm Durchmesser herab, daß man dazu Ultraschallfrequenzen in der Größenordnung von mindestens einigen Hunderten kHz anwenden muß. Je höher man die Frequenz wählt, um so günstiger liegen dann die Verhältnisse für die Fehlererkennbarkeit, um so ungünstiger wirken sich aber auch die Absorption des Mediums und der störende Einfluß von Unsauberkeiten und nichtmetallische Oberflächenbeläge, vor allem Zunder bei Werkstücken aus Eisen, aus. Die Schallfrequenzen, mit denen Versuche ausgeführt wurden, betrugen 200 und 475 kHz. Mechanische Schwingungen dieser hohen Frequenz kann man im Wasser nur mit Quarzen erzeugen, sowie auch die Messung der relativen Schallintensität am vorteilhaftesten mit Quarzempfängern geschieht. Schallsender (Abb. 4) und Schallempfänger (Abb. 5) bestehen also im Prinzip aus geeignet gehalterten Quarzscheiben, welche als Dickenschwinger in ihrer Eigenfrequenz arbeiten. In Abb. 6 ist die flüssigkeitsdichte Halterung im Schnitt angedeutet[3]). Es wird

[3]) Was die Ausbildung einer flüssigkeitsdichten Halterung für Ultraschallquarze betrifft, bin ich Herrn Dr. A. Schoch vom Vierjahresplaninstitut für Schwingungsforschung, Berlin, sehr zu Dank für wertvolle Ratschläge verpflichtet.

die Quarzscheibe mit einer Feder gegen den Rand einer Öffnung gedrückt, wobei die eine der ebenen Flächen der Scheibe, welche durch

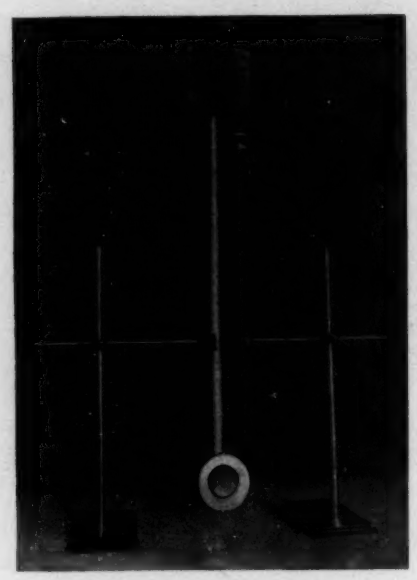


Abb. 4. Schallsender mit Sendequarz (unten) und oben aufgestecktem elektrischen Sender

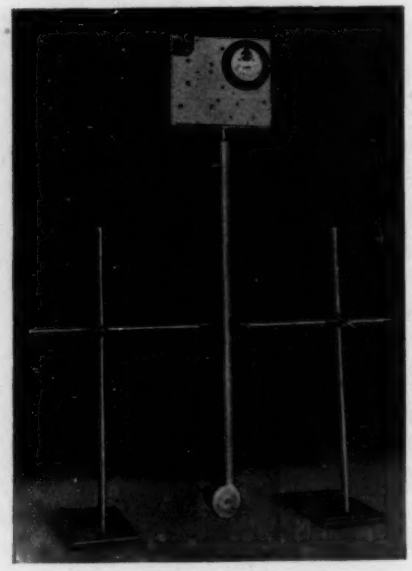


Abb. 5. Schallempfänger mit Empfangsquarz (unten) und oben aufgestecktem elektrischen Verstärker nebst Anzeigegerät für die Schallintensität

einen Metallbelag als Elektroden ausgebildet sind, mit den Gehäuseaußenteilen, die andere ebene Flächen mit dem konzentrischen Innenleiter des vertikalen Rohres Kontakt bekommt. Über dieses Rohr bzw. über den konzentrischen Innenleiter wird die hochfrequente elektrische Leistung, die in der Größenordnung von 3—4 Watt liegt, zugeführt. Diese elektrische Leistung erzeugt eine q Watt-Endpentode in

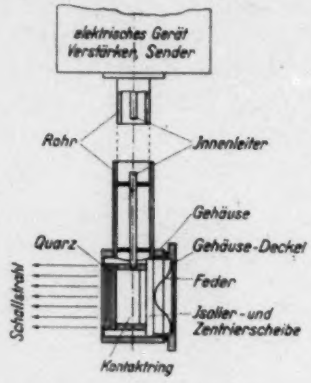


Abb. 6. Schnitt durch eine flüssigkeitsdichte Quarzhalterung

3-Punkt-Schaltung, wobei der Quarz parallel zum elektrischen Schwingungskreis liegt und die Anode der Röhre zwecks Erreichung des richtigen Arbeitswiderstandes an eine Anzapfung geschaltet ist.

Die strahlende Fläche des Sendequarzes betrug ca. 60 mm im Durchmesser und die Wellenlänge im Wasser bei 475 kHz ungefähr 3 mm, so daß das Verhältnis beider

$$\frac{D_s}{\lambda} \approx 20$$

wird.

D_s = Durchmesser der strahlenden Fläche
λ = Wellenlänge der Schwingung

Bei diesem Verhältnis strahlt der Quarz eine praktisch vollkommen ebene Welle ab, wodurch sich die rechnerische Behandlung des Schalldurchgangproblems wesentlich vereinfachen wird. Der Schallempfänger ist ganz analog dem Schallsender ausgebildet, nur der Durchmesser der Quarzscheibe ist wesentlich kleiner, nämlich ca. 15 mm, um möglichst kleine Fehlerstellen auffinden zu können. Der elektrische Teil besteht aus einem 2-stufigen Verstärker, einem Gleichrichter und einem Röhrenvoltmeter, dessen Anzeigeinstrument in das Verstärkergehäuse eingebaut ist; der Ausschlag des Instrumentes ist ein Maß für die auf den Quarz auftreffende Schallenergie.

Wie in Abb. 3 zu sehen ist, steht die Verbindungslinie Schallsender — Schallempfänger nicht senkrecht zur Eisenplatte, sondern schräg. Diese Anordnung wurde deshalb so getroffen, weil sonst durch Mehrfachreflexionen zwischen z. B. Senderfläche und Eisenplatte die in die Eisenplatte übergeführte Schallenergie sehr stark vom Abstand beider Flächen abhängig wird, wobei es auf Bruchteile der halben Schallwellenlänge schon sehr ankommt. Dasselbe gilt für den Raum Eisenplatte-Empfängerfläche. Bei der schrägen Anordnung läuft die reflektierte Welle seitlich weg und sinkt durch mehrfache Reflexion an den Behälterwänden und durch Absorption im Wasser allmählich in ihrer Intensität unter den Störpegel. Es hat sich gezeigt, daß eine Störung durch diesen im Behälter hin- und herlaufenden Schallstrahl praktisch nicht auftritt.

3. Ziel der Arbeit

Es wurde zuvor erwähnt, daß durch Verwendung eines flüssigen Zwischenmediums definierte Schallübergangsverhältnisse geschaffen werden können, wobei jedoch, wenn man den großen Unterschied in den Schallwellenwiderständen zwischen Eisen und Wasser betrachtet, zunächst die Vermutung berechtigt ist, daß nur eine geringe Schallintensität durch die Platte an den Empfänger gelangt. Normalerweise ist dies auch der Fall und es zeigt sich, daß das gesunde Blech vom fehlerbehafteten nicht wesentlich unterschieden werden kann, weil der durchgelassene Schall in seiner Intensität in der Größenordnung oder unterhalb des Störpegels bleibt; eine Erhöhung der Leistung des Schallsenders aber bringt wieder einen Anstieg des Störpegels.

Es gibt jedoch einige ausgezeichnete Fälle, in denen hochgradige Schalldurchlässigkeit des gesunden Bleches erreicht wird, wenn bei einund denselben Medien Plattendicke, Einfallswinkel und Frequenz bestimmte Werte erreichen. Gerade aber solch einen Fall großer Schalldurchlässigkeit des gesunden und nur des gesunden Blechs wird man bei der Werkstoffprüfung anwenden, um es vom fehlerbehafteten möglichst weitgehend zu unterscheiden. Dazu ist es aber zunächst notwendig, das Problem der Durchlässigkeit von festen, planparallelen Trennwänden in einem umgebenden, flüssigen Medium gegenüber ebenen Schallwellen näher zu untersuchen, was das eigentliche Thema dieser Arbeit ist.

II. Der Durchgang ebener Schallwellen durch planparallele Trennschichten

1. Das Problem

In Abb. 7 sieht man auf der linken Seite eine ebene Welle, durch ihre Wellenfronten angedeutet, unter dem Einfallswinkel ϑ_1 gegen die Trennwand laufen, wobei die Wand selbst im Schnitt zu sehen ist. Nach dem Snelliusschen Brechungsgesetz erfährt die Fortpflanzungs-

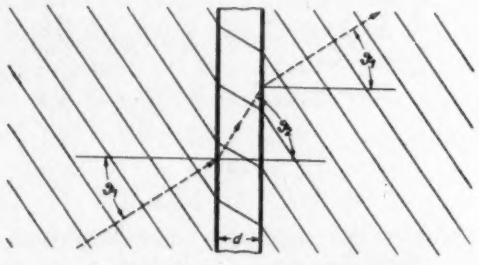


Abb. 7. Schematische Skizze des Schalldurchgangs durch eine planparallele Trennwand (unter Weglassung der reflektierten Wellen)

richtung der Welle in der Trennwand eine Änderung auf einen Winkel ϑ_2, sofern die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten vor und in der Wand verschieden sind. Jenseits der Trennwand läuft die Welle wieder in derselben Richtung ϑ_1 weiter, wenn wir die Voraussetzung treffen, daß jenseits der Wand dasselbe Medium vorhanden ist wie diesseits. Der Deutlichkeit wegen sind hier nur die einfallende, die in die Trennschicht eingedrungene und die durchgelassene Welle eingezeichnet, während alle an und in der Trennschicht reflektierten Wellen weggelassen sind.

2. Theorie von Rayleigh für schubspannungsfreie Medien

Für akustische Wellen behandelte als erster Rayleigh den Durchgang durch planparallele, schubspannungsfreie Trennschichten. Zum

gleichen Ergebnis wie RAYLEIGH kommen BOYLE und RAWLINSON (4), indem für das Verhältnis von reflektierter zu auftreffender Schallenergie unter Vernachlässigung der inneren Dämpfung der Trennschicht der Ausdruck gefunden wird:

$$(2)\quad r = \frac{\left(\frac{\varrho_1 c_1 \cdot \cos\vartheta_2}{\varrho_2 c_2 \cdot \cos\vartheta_1} + \frac{\varrho_2 c_2 \cdot \cos\vartheta_1}{\varrho_1 c_1 \cdot \cos\vartheta_2}\right)^2}{4 \cdot \operatorname{cotg}^2 \frac{2\pi d}{\lambda_2} \cdot \cos\vartheta_2 + \left(\frac{\varrho_1 c_1 \cdot \cos\vartheta_2}{\varrho_2 c_2 \cdot \cos\vartheta_1} + \frac{\varrho_2 c_2 \cdot \cos\vartheta_1}{\varrho_1 c_1 \cdot \cos\vartheta_2}\right)^2}$$

ϑ_1, c_1 = Schallfortpflanzungsrichtung bzw. Geschwindigkeit der Welle vor der Wand
ϑ_2, c_2 = Schallfortpflanzungsrichtung bzw. Geschwindigkeit der Welle in der Wand
λ_2 = Schallwellenlänge in der Wand
d = Dicke der Wand

Man erkennt aus der Formel, daß 100%ige Schalldurchlässigkeit auftritt ($r = 0$), wenn

$$\frac{2\pi d}{\lambda_2} \cdot \cos\vartheta_2 = n \cdot \pi \quad \text{wird.}$$

$$n = 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ 4 \ldots$$

Daraus folgt:

$$(3)\qquad d = \frac{n \cdot \lambda_2}{2} \cdot \frac{1}{\cos\vartheta_2}.$$

Zeichnet man sich den Schallstrahlengang durch die Trennschicht in der Weise auf, daß die Größen d und λ_2 der Gleichung 3 als geometrische Strecken erscheinen, dann erhält man ein Bild, wie es in Abb. 8 zu sehen ist.

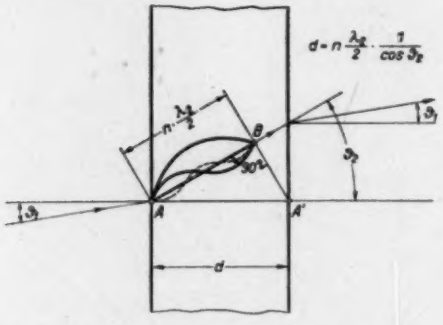


Abb. 8. Geometrische Beziehungen zwischen Fortpflanzungsrichtung, Wellenlänge und Wandstärke an einer in Dickenresonanz schwingenden Trennwand

Man erkennt daraus, daß für den zuletzt betrachteten Fall vollständigen Schalldurchgangs einander gegenüberliegende Punkte wie z. B. A und A' (letzterer schwingt phasengleich mit B, da beide auf einer Ebene gleicher Schwingungsphase liegen) in Phase oder in Gegenphase schwingen. Diesen Schwingungszustand nennt man zweckmäßigerweise Dickenresonanz, welche Bezeichnung deshalb so gewählt wurde, da bei ein- und demselben Material die Eigenfrequenzen einer planparallelen Trennschicht einzig und allein nur von ihrer Dicke abhängig sind. Für senkrechten Einfall einer Schallwelle erhält man aus Gleichung 3 die Bedingung für maximalen Schalldurchgang

$$(3a)\qquad d = \frac{n \cdot \lambda_2}{2} \qquad n = 0,\ 1,\ 2,\ 3 \ldots$$

Die Dicke muß gleich werden einer ganzen Anzahl halber Schallwellenlängen in der Trennschicht. Andererseits folgt als analoge Bedingung, daß für minimale Durchlässigkeit, also maximale Reflexion, die Dicke gleich werden muß einer ungeraden Anzahl von Viertelwellenlängen.

$$(3b)\quad d = (2n+1) \cdot \frac{\lambda_2}{4} \qquad n \ldots 0,\ 1,\ 2,\ 3,\ 4 \ldots$$

Die Richtigkeit der RAYLEIGHschen Formel wurde von BOYLE und seinen Mitarbeitern (2)—(5) experimentell bestätigt. Sie untersuchten die Reflexionsfähigkeit von kreisrunden Scheiben bei senkrechtem Einfall zum Zwecke der Ausbildung eines Schallradiometers, mit welchem sie die Intensität von Ultraschallwellen absolut messen konnten.

Um die RAYLEIGHsche Formel auf feste Körper anwenden zu können, muß senkrechter Schalleinfall vorhanden sein, damit nur Longitudinalwellen angeregt werden. Bei schrägem Einfall werden nämlich außerdem noch Transversalwellen angeregt, wodurch die resultierende Schwingung reichlich kompliziert wird. Es ist nicht so, daß Longitudinal- und Transversalwellen getrennt nebeneinander existieren, etwa ohne sich gegenseitig zu beeinflussen, sondern es tritt infolge der Randbedingungen eine Kopplung auf. Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der erwähnten Longitudinalwelle muß die Geschwindigkeit im unendlich ausgedehnten Medium in die Formel eingesetzt werden und nicht die sonst allgemein in Tabellen angegebene, welche für longitudinale Wellen in dünnen Stäben gilt. Diese beiden Geschwindigkeiten sind:

$$(4)\qquad c_L = c_{L,0} \cdot \sqrt{\frac{1-\sigma}{(1+\sigma)\cdot(1-2\sigma)}}$$

$$(4a)\qquad = \sqrt{\frac{\lambda^* + 2\mu}{\varrho}}$$

$$(5)\qquad c_{L,0} = \sqrt{\frac{E}{\varrho}}$$

(5a) $$= \sqrt{\frac{1}{\varrho} \cdot \frac{\mu(3\lambda^* + 2\mu)}{\lambda^* + \mu}}$$

c_L = Longitudinalwellengeschw. im unendlich ausgedehnten Medium

$c_{L,0}$ = Longitudinalwellengeschw. in einem dünnen Stabe

σ = Poissonsche Konstante

λ^*, μ = Lamésche Elastizitätskonstanten

E = Youngscher Elastizitätsmodul

Angaben, wie weit die Rayleighsche Formel bei festen Trennwänden noch Gültigkeit besitzt, wenn man zu schrägem Einfallswinkel übergeht, werden von Boyle und Froman nicht gemacht, da sie ausschließlich den senkrechten Einfall experimentell untersuchen.

3. Die Theorie von Reissner und die Arbeiten des Züricher Arbeitskreises

Wie aus der einfachen Beziehung zwischen Wanddicke und Schallwellenlänge für die maximale Schalldurchlässigkeit bei senkrechtem Einfall hervorgeht, sieht man, daß es letzten Endes die elastischen Konstanten des Materials der Trennwand sind, welche mit der Dicke der Wand ihre Schalldurchlässigkeit bestimmen. Es liegt daher nahe, aus der Schalldurchlässigkeit, die sich experimentell ermitteln läßt, und aus sonstigen bekannten Größen wie z. B. der Frequenz auf die elastischen Konstanten zu schließen. Wenn auch mitunter der Weg der Auswertung von Meßergebnissen außerordentlich kompliziert werden kann, so besteht immer, nicht nur für den Fall der Anregung reiner Longitudinalwellen, sondern für jeden beliebigen mechanischen Schwingungsvorgang ein Zusammenhang zwischen Frequenz und Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Schwingung einerseits und elastischen Konstanten andererseits.

Die Durchlässigkeit von festen, keilförmigen Trennwänden bei angenähert senkrechtem Einfall wurde erstmalig von Hiedemann und Asbach (29), (30) untersucht. Zwei Keildicken maximaler Durchlässigkeit, die der Rayleighschen Theorie entsprechen, wurden experimentell ermittelt und gefunden, daß sie sich wie 1 : 2 verhalten. Man könnte aus diesen Ergebnissen bereits die Poissonsche Konstante ermitteln, wenn man Gleichung 4 benutzt, wobei allerdings der Elastizitätsmodul schon bekannt sein muß. Die Verfasser machen von dieser Möglichkeit aber keinen Gebrauch.

Dafür wurden von mehreren Forschern, die dem Züricher Arbeitskreis angehören, in experimentellen und theoretischen Arbeiten Wege angegeben, auf denen man aus dem Verhalten von festen Trennwänden bei schrägem Einfall einer Schallwelle die elastischen Konstanten bestimmen kann.

Bär und Walti (6) untersuchten die Schalldurchlässigkeit eines flachen Glaskeiles der Dicke von 0,3 bis 2,6 mm und 8 cm Länge bei Schallfrequenzen von 10^6 bis 10^7 Hz, also Schallwellenlängen im Glas von ungefähr 5,0 bis 0,5 mm.

In dieser Arbeit wird zunächst, ohne daß hierfür eine Begründung gegeben wird, der Schwingungsvorgang bei optimaler Schalldurchlässigkeit innerhalb des Winkels der Totalreflexion für Longitudinalwellen als das Auftreten sogenannter Wechselwellen erklärt, deren Existenz auch in der Seismik angenommen wird. Als Wechselwellen bezeichnen die Verfasser im vorliegenden Problem Wellenzüge, die einerseits aus Longitudinal- und andererseits aus Transversalwellen bestehen, wobei die eine Wellenart bei der Reflexion an der Grenzschicht Trennwand und umgebendes Medium ausschließlich die andere Wellenart erzeugt. Im Gebiet jenseits des Totalreflexionswinkels für Longitudinalwellen erklären die Verfasser die erhaltenen Meßresultate durch einen variablen Brechungsindex, der vom Winkel abhängen soll, unter dem die Transversalwelle im Glas läuft.

In einer späteren Arbeit erwähnt Walti (10), daß die Wechselwellenhypothese nur in grober Annäherung richtig sein kann und stellt ferner fest, daß die Erklärung der Vorgänge jenseits des Winkels der Totalreflexion für die Dilatationswelle durch die Annahme eines variablen Brechungsindexes nicht richtig ist und auch zu falschen Ergebnissen führen muß, wie es z. B. bei Bez-Bardili (12) und (13) geschah.

Um die wirklichen Vorgänge beim Durchgang einer Schallwelle durch eine feste, planparallele Trennwand kennen zu lernen und daraus richtige Schlüsse ziehen zu können, hat H. Reissner (11) eine strenge Theorie geschaffen, die als Ausgangspunkt die Wellen-

gleichung mit den entsprechenden Randbedingungen wählt. Es ergibt sich für die Schalldurchlässigkeit eine Formel, die ganz allgemein für alle Einfallswinkel gilt, jedoch — was bei diesem komplizierten Problem nicht verwunderlich ist — den Nachteil hat, nicht ohne weiteres durchsichtig zu sein. Genaueres über die REISSNERsche Durchlässigkeitsformel folgt später.

WALTI hat in seiner zuvor zitierten Arbeit (10) zwei Fälle des schrägen Schalldurchgangs näher betrachtet, bei denen der mathematische Zusammenhang der REISSNERschen Theorie relativ einfach wird und mit Meßergebnissen zusammen — einschließlich solcher bei senkrechtem Einfall — zwei einwandfreie und in ihrer Genauigkeit befriedigende Methoden zur Bestimmung der elastischen Konstanten von festen Materialien darstellt. Die Messung der Schalldurchlässigkeit geschah auf optischem Wege durch Ermittlung der Einfallswinkel, bei denen die Beugungsspektren ein Optimum der Intensität erreichen, woraus man auf ein Maximum der durchgelassenen Schallintensität schließen kann.

Trotz dieser befriedigenden Ergebnisse weist WALTI auf Abweichungn der Meßergebnisse von der REISSNERschen Theorie hin, die außerhalb der Fehlergrenze liegen.

In weiteren Arbeiten (8) und (9) behandeln die Verfasser, die sämtlich dem Züricher Arbeitskreis angehören, noch einige Spezialfälle der REISSNERschen Formel und erklären dabei ausführlich die Vorgänge. BÄR (8) findet z. B. die früher vermuteten Wechselwellen, welche bei vorgegebenen Brechungsindizes nur bei diskreten Einfallswinkeln auftreten und außerdem nur dann zu maximalen Schalldurchgängen führen, wenn die Plattendicke bestimmte Werte erreicht, wodurch ein gleichphasiger Anschluß der Wellenzüge eintritt. Weiter findet BÄR, daß in einem Falle, in dem sich die Durchlässigkeitsformel sehr vereinfacht, ausschließlich Transversalwellen auftreten, die unter 45° durch die Platte hindurchtreten. Auf diese Weise lassen sich einige diskrete Fälle optimaler Schalldurchlässigkeit erklären.

4. Die Schalldämmung von Einfachtrennwänden in der Raum- und Bauakustik. Die Biegewellenkoinzidenz

In der Raum- und Bauakustik haben wir es stets mit Trennwänden zu tun, deren Dicken klein zu den Wellenlängen sind, die die Schallschwingung im unendlich ausgedehnten Wandmaterial hätte. Der Fall der Dickenresonanz kommt praktisch nicht vor, vielmehr schwingen die Punkte an den Oberflächen vor und hinter der Wand praktisch phasengleich. Dies wurde schon frühzeitig erkannt (1) und dadurch bestätigt, indem experimentell festgestellt wurde, daß die Dämmung mit zunehmender Frequenz und mit zunehmendem Wandgewicht steigt, was bedeutet, daß die Wand als reine Masse wirkt. Die Bewegungsgleichung der Wand lautet also:

$$p_1 - p_2 = m \frac{dv}{dt}$$

p_1 = Druck vor der Wand je cm²
p_2 = Druck hinter der Wand je cm²
m = Masse der Wand je cm²
v = Geschw. der Wand
t = Zeit

Jeder beliebige Vorgang kann nach FOURIER in eine Reihe rein sinusförmiger Vorgänge zerlegt werden und man darf wegen der Linearität des Problems die Verhältnisse bei den einzelnen diskreten Frequenzen jeweils für sich betrachten. Bedient man sich der komplexen Schreibweise, dann erhält man:

$$\bar{p}_1 - \bar{p}_2 = i \cdot \omega \cdot m \cdot \bar{v}$$

$$i = \sqrt{-1}$$

$\omega = 2\pi f$ ... Kreisfrequenz.

Durch Eliminierung von $\bar{p}_2$ unter gleichzeitiger Einführung des Einflusses des umgebenden Mediums durch die Beziehung $\bar{p}_2 = Z \cdot \bar{v}$ erhält man für den Schalldurchgang den Ausdruck:

$$(6) \quad D = \frac{1}{\left|1 + \frac{i\omega m}{2Z}\right|^2}$$

$D = \frac{\text{durchgelassene}}{\text{auftreffende}}$ Schallenergie

Z = Wellenwiderstand des umgebenden Mediums.

So einfach auch diese Darstellung (1), (15), (16), (17) der Schalldurchlässigkeit einer Wand gegen Luftschall ist, wobei beachtet werden muß, daß nur der senkrechte Einfall angenommen und die Art der Einspannung am Rande überhaupt nicht in Betracht gezogen wird, so bestätigen Messungen und die Erfahrung die weitgehende Richtigkeit der Massenwirkung einer Einfachtrennwand gegenüber Luftschall. Eine theoretische Erklärung dieses Verhaltens wurde von SCHOCH (18) gegeben, der feststellte, daß eine Einfachtrennwand sich so verhält, als ob sie aus lauter einzelnen, voneinander unabhängig beweglichen Massen bestehen würde, sofern nur die Eigenschwingungen der Wand genügend tief liegen.

L. CREMER (19) brachte eine weitere, für das gesamte Gebiet des Hörschalls befriedigendere Theorie durch die Erkenntnis des sogenannten Koinzidenzeffektes.

Wie schon erwähnt, besitzen die in der Raum- und Bauakustik vorkommenden Trennwände Dicken, die klein gegenüber den Wellenlängen im Wandmaterial sind. In solch einem Falle kommt es bei schrägem Einfall von Schallwellen zur Ausbildung von Biegewellen, bei welchen die Schalldurchlässigkeit durch den folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$(7)\quad D = \frac{1}{1+\left|\frac{\omega \cdot m \cdot \cos\vartheta_1}{2Z} - \frac{B\,\omega^3}{2Z}\cdot\frac{\sin^4\vartheta_1}{c_1^4}\cdot\cos\vartheta_1\right|^2}$$

$B = \frac{E\cdot J}{1-\sigma^2}$ = Biegesteifigkeit einer Platte

E = YOUNGscher Elastizitätsmodul für den Fall möglicher Querkontraktion in Breitenrichtung

J = Trägheitsmoment je Breiteneinheit

σ = POISSONsche Konstante

ϑ_1 = Schalleinfallswinkel

c_1 = Fortpflanzungsgeschwindigkeit im umgebenden Medium.

Durch Einsetzung von

$$(8)\qquad c_{B1} = \sqrt[4]{\frac{B}{m}}\cdot\sqrt[2]{\omega}$$

der Biegewellengeschwindigkeit gelangt man zu:

$$(9)\quad D = \frac{1}{1+\left|\frac{i\,\omega\, m\cdot\cos\vartheta_1}{2Z}\left[1-\left(\frac{c_{B1}\cdot\sin\vartheta_1}{c_1}\right)^4\right]\right|^2}.$$

Daraus folgt: $D = 1$ für $c_{B1} = \frac{c_1}{\sin\vartheta_1}$.

Was das, anschaulich dargestellt, zu bedeuten hat, soll in Abb. 9 näher erklärt werden.

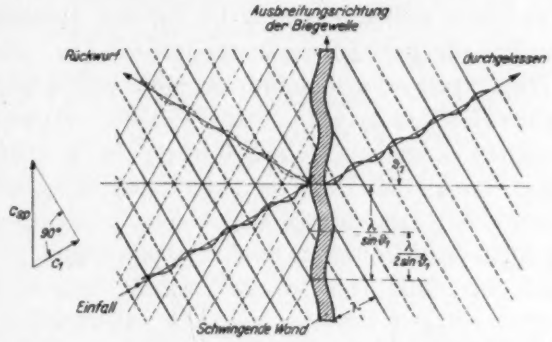


Abb. 9. Anregung einer Biegewelle in einer Trennwand bei schrägem Einfall einer ebenen Welle

In der Mitte sieht man die Wand im Schnitt dargestellt, gegen die von links unter dem Winkel ϑ_1 eine ebene Welle einfällt, welche durch ihre Wellenfronten angedeutet ist. Die Druckminima der Welle sind durch die voll ausgezogenen Linien, die Druckmaxima durch die punktierten gekennzeichnet; nach links laufend ist die reflektierte Welle angedeutet und jenseits die durchgegangene. Verdichtung und Verdünnung, von der einfallenden Welle herrührend, wechseln längs der Wand ab und regen diese zu Biegeschwingungen an. Wie man aus den einfachen geometrischen Beziehungen des Bildes sehen kann, läuft die von der einfallenden Welle herrührende Anregung längs der Wand mit einer Geschwindigkeit, welche gleich ist der Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Welle im Medium vor der Wand, gebrochen durch den Sinus des Einfallswinkels:

$$(10)\qquad c_{sp} = \frac{c_1}{\sin\vartheta_1}.$$

Diese Geschwindigkeit nennt man die Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle. Im Falle des Zusammenfallens dieser Spurgeschwindigkeit und der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer freien Biegewelle oder wie es genannt wurde im Falle der Biegewellenkoinzidenz wird die Trennwand 100%ig schalldurchlässig sofern man von der inneren Materialdämpfun absieht. Die Schalldurchlässigkeit zufolge vo

Biegewellenkoinzidenz hat nichts zu tun mit Dickenresonanzen, da die Wandstärke, wie vorausgesetzt, klein zur Wellenlänge der Schallschwingung in der Wand bleibt. Die Einfallswinkel, bei denen diese Art von Schalldurchlässigkeit auftritt, sind nicht auf den Bereich unterhalb des Totalreflexionswinkels für die Transversalwelle beschränkt, sondern liegen ausschließlich jenseits dieses Winkels, wie aus später folgenden Meßergebnissen zu ersehen sein wird. Der Grad der Schalldurchlässigkeit von Metall- und Glasplatten zufolge von Biegewellenkoinzidenz ist so hoch, daß es verwunderlich ist, daß diese soweit bekannt, nur von einem einzigen Forscher, nämlich SANDERS (14) beobachtet wurde.

Aus der ausgezeichneten Übereinstimmung von Meßergebnissen und den rechnerisch erhaltenen Dämmzahlen von Einfachtrennwänden auf Grund der Koinzidenztheorie für Biegewellen (19) kann man mit Recht annehmen, daß dieser Schwingungszustand auch tatsächlich beim Durchgang einer Schallwelle auftritt.

5. Versuch der Anwendung der Biegewellen-Koinzidenztheorie auf den Schalldurchgang durch Metallplatten in Flüssigkeiten

Versuche, die vom Verfasser gemacht wurden, zeigten kräftige Schalldurchgänge bei schrägem Einfall durch Platten, deren Dicken kleiner waren als eine halbe Schallwellenlänge. Zur Deutung dieser ungeklärten Schalldurchgänge wurde versucht, die Biegewellen-Koinzidenztheorie heranzuziehen, und es erwiesen sich die qualitativen Zusammenhänge als bestätigt, indem z. B. bei Erhöhung der Frequenz oder der Plattenstärke das Durchlässigkeitsmaximum zu kleineren Einfallswinkeln wanderte, was eine Erhöhung der Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle und wegen der Koinzidenzbedingung auch eine Erhöhung der Biegewellengeschwindigkeit bedeutete. Die quantitative Auswertung der Versuchsergebnisse, die im wesentlichen auf die Berechnung der Biegewellengeschwindigkeit nach Gleichung 8 hinauslief, ergab aber keine befriedigende Übereinstimmung zwischen Experiment und Rechnung.

Man darf nämlich die einfache Biegewellenformel zur Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit hier nicht mehr verwenden. Es ergeben sich beim gleichen Problem in der Raum- und Bauakustik ganz andere Verhältnisse, weil man als umgebendes Medium nicht Wasser, sondern Luft hat, deren Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit rund fünfmal so klein ist wie die des Wassers. Dann kann man, um bei gegebener Plattenstärke und gegebenem Einfallswinkel zur Biegewellenkoinzidenz zu kommen, wesentlich niedrigere Frequenzen anwenden; man gelangt nämlich damit unter Voraussetzung der Gültigkeit der Biegewellenformel zu einer Frequenz, die etwa 25mal so klein ist wie die im Wasser beim gleichen Einfallswinkel notwendige. Je niedriger aber die Frequenz bei gleichbleibender Plattenstärke ist, um so größer wird die Wellenlänge der Biegeschwingung, was eine Vergrößerung des Krümmungsradius der elastischen Deformation und damit eine weitergehende Erfüllung der Gültigkeitsbedingung der Biegewellenformel bedeutet. Beim Fall von Metallplatten in Flüssigkeiten liegen nun die Koinzidenzen bei so hohen Frequenzen, daß man allmählich zu Wellenlängen kommt, die mit der Dicke vergleichbar sind. Die Schwingungen, die die Platte dann macht, sind keine reine Biegeschwingungen mehr.

Bei diesem Stand der Entwicklung wurden dem Verfasser die Arbeiten von SANDERS (14) bekannt, der sehr reichhaltige Meßergebnisse veröffentlichte und auch den Durchgang durch dünne Platten als Biegewellenkoinzidenz erklärt. Für die Errechnung der Biegewellengeschwindigkeit verwendet SANDERS eine Formel von LAMB (22):

$$(11) \qquad c_{B2}^2 = \frac{\pi f d}{6}\left[\sqrt{\pi^2 f^2 d^2 + 12\, c_{L,o}^2} - \pi f d\right]$$

c_{B2} = Biegewellengeschwindigkeit unter Berücksichtigung der Drehträgheit

$c_{L,o}$ = Longitudinalwellengeschwindigkeit in einem dünnen Stabe

f = Frequenz

d = Plattenstärke

In dieser Formel ist außer der Biegesteifigkeit auch noch die Drehträgheit der Plattenelemente berücksichtigt, wie dies von RAY-

LEIGH (16) her bekannt ist. Trotzdem stimmen die errechneten Werte der Biegewellengeschwindigkeit mit den gemessenen nicht überein, und SANDERS nimmt nun an, daß die in Gleichung 11 auch vorhandene Longitudinalwellengeschwindigkeit $c_{L,0}$ variabel sein müßte, rechnet sie aus der Formel und seinen Meßergebnissen an Messingfolien aus und stellt sie in Abhängigkeit vom Produkt Frequenz × Plattendicke dar. Siehe Abb. 10.

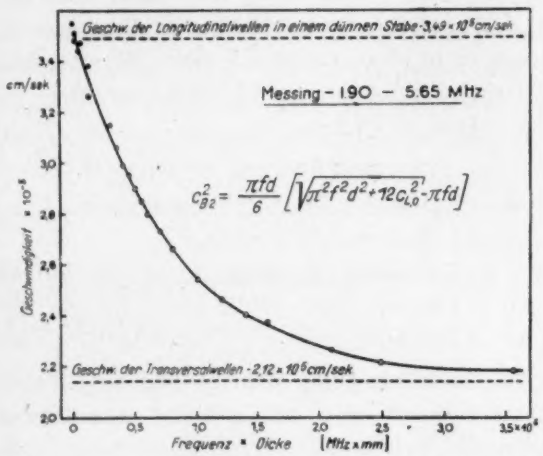


Abb. 10. Meßergebnisse von SANDERS an Messingfolien

Aus allgemeinen Ähnlichkeitsbetrachtungen für das Wellenfeld folgt, daß das Verhalten der Platte nur vom Verhältnis ihrer Dicke zur Wellenlänge der Schwingung abhängt und, da dieses wiederum eine Funktion des Produktes aus Frequenz und Dicke ist, wird es zweckmäßig, wie SANDERS es macht, letzteres auf der Abszisse aufzutragen.

Da es dem Verfasser infolge dringender Aufgaben leider noch nicht möglich war, mit der eingangs beschriebenen Apparatur ausgedehnte Versuche zu machen, wurden die Meßergebnisse von SANDERS ausgewertet und versucht, einen Weg zu finden, diese theoretisch zu deuten. Zunächst sieht man in Abb. 11 die Biegewellengeschwindigkeit als Funktion von Frequenz × Dicke aufgetragen, wobei die voll ausgezogene Kurve die aus Abb. 10 umgerechneten Meßergebnisse von SANDERS darstellt. Wäre die Schwingung eine reine Biegewelle, dann würde sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit ein Verlauf ergeben, wie er durch die linke, kurz strichliert ausgezogene Kurve dargestellt ist. Nur im untersten $f \times d$-Bereich, d. h. für sehr dünne Platten oder sehr tiefe Frequenzen hat die einfache Biegewellenformel noch Gültigkeit.

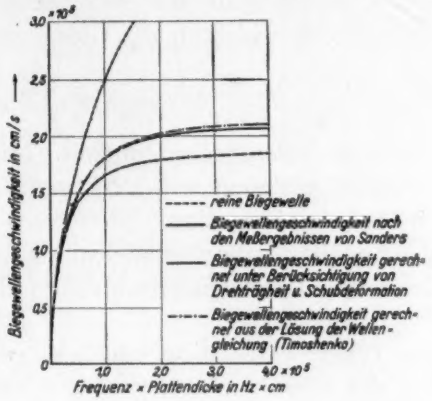


Abb. 11. Biegewellengeschwindigkeit in einer Messingplatte — gemessene und gerechnete Werte

6. Versuch der Darstellung der Plattenschwingung als Biegewelle unter Berücksichtigung der Drehträgheit und der Schubdeformation

Wie schon erwähnt, verwendet SANDERS zur Berechnung der Biegewellengeschwindigkeit eine Formel von LAMB (Gleichung 11), in der die von RAYLEIGH erstmalig berücksichtigte Drehträgheit der Plattenelemente bereits enthalten ist. Trotz dieser Korrektur muß er die willkürliche Annahme einer variablen Longitudinalwellengeschwindigkeit machen, um Übereinstimmung mit seinen Meßergebnissen zu erzielen. Daraus folgt, daß noch weitere Korrekturen der Biegewellenformel notwendig sein werden, um den wirklichen Schwingungsvorgang zu erklären, wenn nicht sogar prinzipiell ein ganz anderer Weg eingeschlagen werden muß.

Es wird zunächst versucht, diese außerordentlich einfache Biegewellenformel durch Einführung der Drehträgheit und außerdem noch der Schubdeformation in ihrem Geltungsbereich zu erweitern, womit auch eine anschauliche Darstellung des Schwingungsvorganges geschaffen wäre. TIMOSHENKO (23) behandelt das Problem des schwingenden Balkens, also ein ganz ähnliches wie das der Platte unter Berücksichtigung der beiden zuletzt genannten Korrekturen. Durch Umformung seiner Ergebnisse und Berücksichtigung des Umstandes,

daß bei der Platte keine Querkontraktion in Breitenrichtung eintreten kann, im Gegensatz zum Stab, erhält man zur Bestimmung der Biegewellengeschwindigkeit die Gleichung:

$$(12)\quad \frac{1}{c_{B3}^4}-\frac{1}{c_{B3}^2}\cdot\left(\frac{1}{c_{L,P}^2}+\frac{1}{c_{Tr,P}^2}\right)+\frac{1}{c_{L,P}^2\cdot c_{Tr,P}^2}-\frac{1}{c_{B1}^4}=0$$

c_{B3} = Biegewellengeschwindigkeit bei Berücksichtigung von Drehträgheit und Schubdeformation

$c_{L,P}$ = Longitudinalwellengeschwindigkeit bei verhinderter Querkontraktion in Breitenrichtung

$c_{Tr,P}$ = Transversalwellengeschwindigkeit in der Platte

c_{B1} = reine Biegewellengeschwindigkeit

Aus Gleichung 12 wurde c_{B3} als Funktion des Produktes Frequenz × Plattendicke ausgerechnet und in Abb. 11 durch die langstrichlierte Kurve dargestellt. Wie man sieht, entspricht diese in ihrer Art schon eher dem Verlauf der aus Messungen gewonnenen Kurve; trotzdem befriedigt dieses Ergebnis noch nicht, was bedeutet, daß auch die zusätzliche Korrektur durch Berücksichtigung der Schubdeformation nicht ausreicht, das Verhalten der Platte zu erklären.

7. Ermittlung der Biegewellengeschwindigkeit durch Behandlung des Problems als zweidimensionales Wellenproblem

Die Voraussetzung, unter der die Schwingung einer Platte als Biegewelle, wenn notwendig mit Korrekturen, angesehen werden kann, ist die, daß Vorder- und Hinterseite der Platte gleichphasig oder angenähert gleichphasig und mit gleicher Amplitude schwingen. Offenbar ist das bei den Messingfolien, die SANDERS in dem angegebenen $f \times d$-Bereich untersucht, nicht mehr der Fall, womit das Problem auch nicht mehr eindimensional ist, sondern zweidimensional behandelt werden muß. L. CREMER regte den Verfasser zu dem im folgenden unternommenen Versuch an, die Koinzidenzauffassung auch hier noch zur Erklärung der Durchlässigkeitsmaxima anzuwenden. Man kann natürlich jetzt, wegen der zweidimensionalen Ausbreitung der Schwingung, nicht mehr von Biegewellen und Biegewellenkoinzidenz sprechen, sondern es soll von nun an die sich parallel zur Oberfläche ausbreitende, freie Wellenbewegung einer Platte oder eines Stabes als Tangentialwelle und deren Geschwindigkeit als Tangentialwellengeschwindigkeit bezeichnet werden. Im einfachsten Fall der reinen Biegewelle ist diese identisch gleich der so definierten Tangentialwelle. TIMOSHENKO erkennt die Grenzen der Gültigkeit der Biegewellenformel mit der von ihm stammenden Korrektur und behandelt auch sein Stabproblem zweidimensional, indem er in einer zweiten Arbeit (24) von den Wellengleichungen ausgeht; diese lauten:

$$(\lambda^* + 2\,\mu)\cdot\nabla^2\varepsilon + \varrho\cdot\omega^2\cdot\varepsilon = 0$$
$$\mu\cdot\nabla^2 w + \varrho\cdot\omega^2\cdot w = 0$$

λ^*, μ = LAMÉsche Elastizitätskonstanten

∇^2 = LAPLACEscher Operator

ε = Kubische Dilatation

ϱ = Dichte

w = Rotation

Die Längsrichtung des Stabes im Ruhezustand möge mit der x-Achse zusammenfallen, die Richtung der Transversalbewegungen mit der y-Achse und die Breitenrichtung mit der z-Achse. Die Lösungsansätze von TIMOSHENKO lauten dann:

$$(13)\qquad \varepsilon = A\cdot\sin a\,x\cdot\mathfrak{Sin}\,m\,y\cdot\cos\omega\,t$$

$$(14)\qquad 2\,w = B\cdot\cos\alpha\,x\cdot\mathfrak{Cof}\,n\,y\cdot\cos\omega\,t$$

A, B = unbestimmte Konstante

$\alpha = \frac{\omega}{c_T}$ = Wellenzahl

c_T = Tangentialwellengeschwindigkeit

$$m = \alpha\sqrt{1-\left(\frac{c_T}{c_L}\right)^2}$$

$$n = \alpha\sqrt{1-\left(\frac{c_T}{c_{Tr}}\right)^2}$$

c_L = Longitudinalwellengeschwindigkeit im unendlich ausgedehnten Medium.

c_{Tr} = Transversalwellengeschwindigkeit im unendlich ausgedehnten Medium

Die Randbedingungen, die TIMOSHENKO einführt, gelten, streng genommen, für den Fall des Vorhandenseins eines umgebenden Mediums nicht. Sein Einfluß kann nicht bedeutend sein, weil es möglich sein wird, auf diesem Wege die SANDERSschen Meßergebnisse vollständig be-

friedigend zu erklären. Diese Randbedingungen sind, wenn man die Bezeichnungen von FÖPPL (25) verwendet:

$$\text{für } y = \pm\frac{d}{2}\begin{cases}\sigma_y = 0 = \text{Verschwinden der Normalspannung senkrecht zur Platte}\\ \tau_{xy} = 0 = \text{Verschwinden der Schubspannungen an der Plattenoberfläche.}\end{cases}$$

In weiterer Folge ergibt sich eine Beziehung zwischen der Tangentialwellengeschwindigkeit c_T und dem Produkt $f \cdot d$, welche Beziehung auch zur rechnerischen Ermittlung von $c_T = f(f \cdot d)$ benutzt wurde, und die lautet:

$$4 \cdot \sqrt{(1-h^2)\cdot(1-k^2)} \cdot \mathfrak{Tg}\left[\frac{\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{1-h^2}\right] = (2-h^2)^2 \cdot \mathfrak{Tg}\left[\frac{\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{1-k^2}\right]. \quad (15)$$

Zur Abkürzung wurde geschrieben:

$$k = \frac{c_T}{c_L}$$

$$h = \frac{c_T}{c_{Tr}}.$$

Die Auswertung der Gleichung 15 erfordert sehr viel Zeit, da die Lösung nur gefunden werden kann, indem man zuerst für c_T Werte annimmt, die vermutlich in dem sich ergebenden Bereich liegen werden, die Wurzelausdrücke und den Klammerwert $(2-h^2)^2$ ausrechnet und dann für jeden einzelnen c_T-Wert die Gleichung graphisch löst durch Annahme verschieden großer Werte für $\frac{\pi \cdot f \cdot d}{c_T} = \xi$, woraus sich $c_T = f(f \cdot d)$ ergibt.

Auf diese nicht ganz einfache Weise gelangt man zu einer Kurve, wie sie in Abb. 11 strichpunktiert gezeichnet ist und mit den gemessenen Werten praktisch vollständig zusammenfällt.

Die zur Berechnung verwendeten Materialkenngrößen sind der Arbeit von SANDERS entnommen und hatten die nachfolgenden Werte:

$$c_L = 4{,}3 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$
$$c_{Tr} = 2{,}28 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$
$$E = 10{,}4 \cdot 10^{11} \text{ g/cm} \cdot \text{sec}^2$$
$$\varrho = 8{,}62 \text{ g/cm}^3$$
$$c_{L,0} = 3{,}49 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$

Dazu ist noch zu bemerken: SANDERS ermittelt experimentell eine asymptotische Tangentialwellengeschwindigkeit und nimmt an, daß diese gleich der Geschwindigkeit der Transversalwellen sein wird. Es ist jedoch nach der Theorie anzunehmen, daß diese sich ergebende asymptotische Geschwindigkeit die der RAYLEIGHschen Oberflächenwellen ist. Unter dieser Annahme wurde zur Ermittlung von obigem c_{Tr}, Gleichung 15, für sehr große $f \cdot d$-Werte, bei welchen bestimmt RAYLEIGH-Wellen in Reinkultur auftreten, durch Einführung des sicher richtigen Wertes der Longitudinalwellengeschwindigkeit im unendlich ausgedehnten Medium und der experimentell ermittelten RAYLEIGHwellengeschwindigkeit ausgewertet. Dabei vereinfacht sich Gleichung 15 zu:

$$4 \cdot \sqrt{(1-h^2)\cdot(1-k^2)} = (2-h^2)^2 \quad (16)$$

und man erhält nach ebenfalls graphischer Lösung:

$$\frac{c_{\text{Rayleigh}}}{c_{Tr}} = 0{,}928$$

$$c_{Tr} = 2{,}28 \cdot 10^5 \text{ cm/sec}$$

Die Annahme, daß SANDERS statt der vermeinten Transversalwellengeschwindigkeit die Geschwindigkeit der RAYLEIGHschen Oberflächenwellen gefunden hat, ist, obwohl sich dadurch die Meßergebnisse vollständig erklären lassen, nicht sicher, da man bei der Ausrechnung der elastischen Konstanten Werte erhält, die nicht vollständig mit den in Tabellen zu findenden übereinstimmen. Bei Legierungen, z. B. Messing, muß man allerdings immer mit größeren Streuwerten rechnen, im vorliegenden Falle um so mehr, da das Material durch das Auswalzen auf verschiedene Stärken auch eine verschieden starke Kaltverformung durchzumachen hatte. Darüber hinaus ist es wahrscheinlich, daß bei so hohen Ultraschallfrequenzen, wie sie von SANDERS in seinen Experimenten verwendet werden, in die Rechnung ein adiabatischer Elastizitätsmodul einzusetzen ist, der etwas höher liegt, als der normalerweise anzunehmende isotherme.

Die Zahlenwerte der in Abb. 11 dargestellten Kurven sind in nachfolgender Tabelle I zusammengestellt.

8. Die Schalldurchlässigkeit bei Einfallswinkeln innerhalb der Totalreflexionswinkel. Die „Dickenresonanzen"

Im Winkelbereich innerhalb der Totalreflexionswinkel wurde die Schalldurchlässigkeit wiederholt experimentell untersucht, und mittels der REISSNERschen Theorie fand WALTI, wie schon erwähnt, durch die Rechnung seine Meßergebnisse bestätigt. Gewisse Abweichungen gegenüber der Theorie waren zu bemerken, aber sie waren nicht von der Art, daß man

Tabelle I

$f \times d$ in Hz × cm	Von SANDERS beobachtete Biegewellen- bzw. Tangentialwellengeschwindigkeit c_T in cm/sec	Reine Biegewellengeschwindigkeit c_{B1} in cm/sec	Biegewellengeschwindigkeit bei Berücksichtigung von Drehträgheit und Schubdef. c_{B3} in cm/sec	Biegewellen- bzw. Tangentialwellengeschwindigkeit, gerechnet aus der Lösung der Wellengleichung (TIMOSHENKO) c_T in cm/sec	$f \times d$ in Hz × cm
$0{,}125 \times 10^5$	$0{,}87 \times 10^5$	$0{,}879 \times 10^5$	$0{,}807 \times 10^5$	$0{,}8 \times 10^5$	$0{,}0637 \times 10^5$
0,25	1,16	1,24	1,058	1,0	0,191
0,5	1,5	1,755	1,31	1,2	0,267
0,75	1,695	2,15	1,435	1,4	0,392
1,0	1,805	2,48	1,5	1,6	0,586
1,5	1,94	3,04	1,57	1,8	0,968
2,0	1,995	3,5	1,6	1,9	1,2
2,5	2,03	3,92	1,617	2,0	1,81
3,0	2,05	4,3	1,624	2,05	2,36
				2,08	2,955
				2,1	3,77

hätte an der Richtigkeit der Theorie zweifeln können. SANDERS versucht ebenfalls, seine Ergebnisse nach REISSNERS Arbeit zu erklären, und findet bei kleinem Einfallswinkel eine sehr gute Übereinstimmung, mit zunehmendem Winkel, besonders gegen die Totalreflexionswinkel

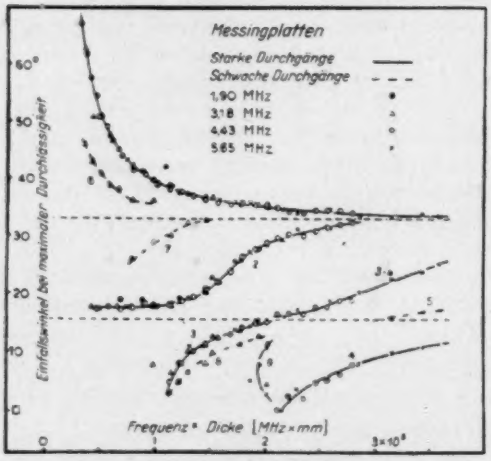


Abb. 12. Meßergebnisse an Messingfolien von SANDERS

aber ein verhältnismäßig starkes Abweichen. Jenseits der Totalreflexionswinkel will er auf Grund REISSNERS Theorie keine errechenbare Schalldurchgänge gefunden haben und bezweifelt daher die Gültigkeit der Theorie zumindestens in diesem Gebiet. Es lassen sich jedoch auch die Schalldurchlässigkeiten zufolge Biegewellenkoinzidenz in der allgemeinen Lösung von REISSNER finden (19, Seite 91).

Es soll jedoch das Gebiet der Einfallswinkel unterhalb der Totalreflexionen betrachtet werden, in welchem von SANDERS zahlreiche Messungen gemacht wurden. (Siehe Abb. 12.) Aus den beobachteten Einfallswinkeln und der Schallfortpflanzungsgeschwindigkeit im umgebenden Medium (Äthylacetat, $c_{Schall} = 1150$ m/sec) wurden die Spurgeschwindigkeiten, die ja beim Maximum der Schalldurchlässigkeit gleich den Tangentialwellengeschwindigkeiten sind, ausgerechnet und als Funktion des Produktes $f \cdot d$ wie im vorigen Abschnitt dargestellt. (Siehe Tabelle II und Abb. 13.) Auch hier wird jetzt versucht werden, die Lösung der Wellengleichung von TIMOSHENKO zur Erklärung der weiteren SANDERSschen Meßergebnisse zu verwenden. Die Frequenzgleichung 15 ändert sich ein wenig, indem im Bereiche $c_{T_r} < c_T < c_L$, h größer als 1 wird und damit die Wurzeln auf der linken Seite imaginär werden, weshalb nach einfacher Umformung die Kreistangente in der Gleichung erscheint:

$$-4 \cdot \sqrt{(h^2-1)\cdot(1-k^2)} \cdot \operatorname{tg}\left[\frac{\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{h^2-1}\right] = (2-h^2)^2 \operatorname{Tg}\left[\frac{\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{1-k^2}\right]. \tag{17}$$

Tabelle II

$f \times d$ in Hz × cm	c_T in cm/sec				
	Kurve 2	Kurve 3	Kurve 3a	Kurve 4	Kurve 9
$0{,}5 \cdot 10^5$	$3{,}81 \cdot 10^5$				
0,75	3,81				
1,0	3,78				
1,125		$16{,}5 \cdot 10^5$			
1,25	3,5	8,07			
1,5	3,21	5,67			
1,75	2,66	4,98			
1,935					13,2
2,0	2,4	4,49			$42{,}0 \cdot 10^5$
					6,39
2,25	2,3		$4{,}075 \cdot 10^5$		
2,5	2,205		3,83	$13{,}22 \cdot 10^5$	
2,75	2,165		3,495	9,2	
3,0	2,13		3,21	7,52	
3,26			2,96	6,63	
3,5			2,76	15,93	

Für $c_T > c_L$ erhält man schließlich:

$$-4 \cdot \sqrt{(h^2-1)\cdot(k^2-1)} \cdot \operatorname{tg}\left[\frac{\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{h^2-1}\right] = (2-h^2)^2 \cdot \operatorname{tg}\left[\frac{\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{k^2-1}\right]. \quad (18)$$

Wiederum erhält man durch graphische Lösung der Gleichungen 17 und 18 Ergebnisse für $c_T = f(f \cdot d)$ und findet nur die von SANDERS mit 3 und 3a bezeichnete Meßpunktreihe (Kurve 1 wurde in Abschnitt 7 betrachtet) einigermaßen genau bestätigt, sämtliche anderen Ergebnisse aber nicht (Abb. 13).

Von TIMOSHENKO wurde in der zweiten Arbeit die Möglichkeit eines weiteren Ansatzes als Lösung der

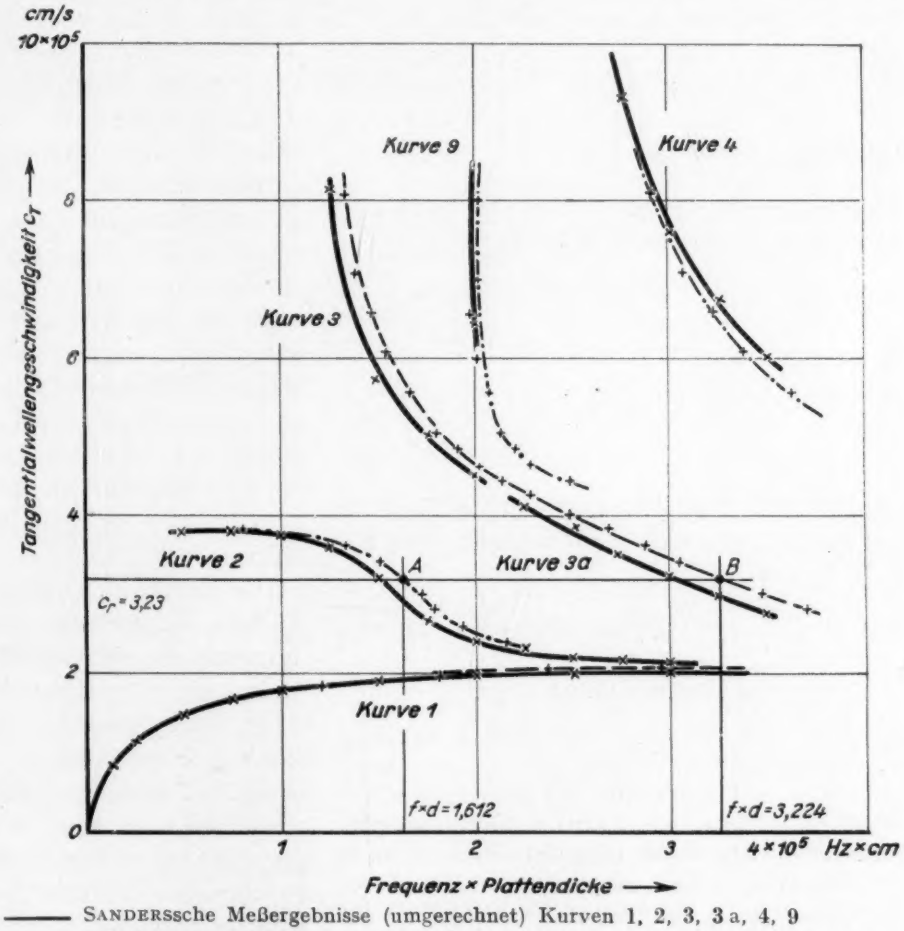


Abb. 13. Tangentialwellengeschwindigkeit in einer Messingplatte, dargestellt als Funktion des Produkts $f \times d$

——— SANDERSsche Meßergebnisse (umgerechnet) Kurven 1, 2, 3, 3a, 4, 9

– – – Schwingungen gleichphasigen Typs
– · – Schwingungen gegenphasigen Typs
} gerechnet a. d. Lösung der Wellengleichung

Wellengleichung angedeutet, in dem diesmal die Dilatation eine gerade und die Rotation eine ungerade Funktion werden sollen:

$$\varepsilon = A \cdot \cos \alpha x \cdot \mathfrak{Cof}\, m y \cdot \cos \omega t \tag{19}$$

$$2w = B \cdot \sin \alpha x \cdot \mathfrak{Sin}\, n y \cdot \cos \omega t \tag{20}$$

Die Richtigkeit dieser Lösungsansätze läßt sich leicht nachweisen, wenn man sie in die Wellengleichung einsetzt. Ebenso läßt sich zeigen, daß die Ausdrücke für die elastischen Verschiebungen für diesen Lösungsansatz lauten werden:

$$u = \sin \alpha x \,[M \cdot \mathfrak{Cof}\, m y + N \cdot \mathfrak{Cof}\, n y] \cdot \cos \omega t \tag{21}$$

$$v = -\cos \alpha x \left[M \cdot \frac{m}{\alpha} \cdot \mathfrak{Sin}\, m y + N \frac{\alpha}{n} \cdot \mathfrak{Sin}\, n y\right] \cdot \cos \omega t \tag{22}$$

M, N = Konstante

Die Randbedingungen sind unverändert:

$$\left.\begin{aligned} \sigma_y &= 2\mu \left[\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\varepsilon}{\frac{2\mu}{\lambda^*}}\right] = 0 \quad (23) \\ \tau_{xy} &= \mu \left[\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right] = 0 \quad (24) \end{aligned}\right\} \text{ für } y = \pm \frac{d}{2}$$

Gleichungen 21 und 22 werden nun in 23 und 24 eingesetzt, woraus man erhält:

$$[(\lambda^* + 2\mu) m^2 - \lambda^* \alpha^2] M \cdot \mathfrak{Cof}\, m \frac{d}{2} + 2\mu \alpha^2 \cdot N \cdot \mathfrak{Cof}\, n \frac{d}{2} = 0 \tag{25}$$

$$2M \cdot m \cdot n \cdot \mathfrak{Sin}\, m \frac{d}{2} + (n^2 + a^2) \cdot N \cdot \mathfrak{Sin}\, n \cdot \frac{d}{2} = 0 \tag{26}$$

Die beiden letzten Gleichungen vereinigt führen zur zweiten, neuen Bestimmungsgleichung für $c_T = f(f \cdot d)$:

$$4 \cdot \sqrt{(1-h^2) \cdot (1-k^2)} \cdot \mathfrak{Cotg}\left[\frac{\pi f d}{c_T} \cdot \sqrt{1-h^2}\right] = (2-h^2)^2 \cdot \mathfrak{Cotg}\left[\frac{\pi f d}{c_T} \cdot \sqrt{1-k^2}\right]. \tag{27}$$

Genau die gleichen Frequenzgleichungen wie Gleichungen 15 und 27 fanden schon früher RAYLEIGH (27) und LAMB (28), die das Problem der Schwingungen einer unendlich ausgedehnten Platte behandelten. Die Auswertung der Gleichung 27 in derselben Weise wie die der Gleichungen 15, 17 und 18 ergibt nun die Bestätigung der Richtigkeit der Kurven 2, 4 und 9 der SANDERSschen Meßergebnisse (siehe Abb. 13). Damit sind sämtliche Ergebnisse von SANDERS durch die Rechnung bestätigt bis auf jene, von welchen SANDERS angibt, daß bei ihnen nur ein sehr schwacher Schalldurchgang zu bemerken war. Woher dieser kommt, kann nicht gesagt werden, doch besteht durchaus die Möglichkeit, daß dies durch die Oberwelligkeit der Quarze auftrat.

Was die Meßpunkte der Kurve 2 betrifft, so entsprechen diese dem Fall der Ausbreitung von Longitudinalwellen in Längsrichtung der Platte. Ein ganz ähnliches Problem behandelte E. CZERLINSKY (26) bei der Untersuchung über die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Longitudinalwellen in Drähten. Die Dispersionskurve, so nennt CZERLINSKY die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Frequenz bei konstantem Drahtdurchmesser, sieht ganz genau so aus wie Kurve 2. Beide beginnen bei ganz tiefen Frequenzen, d. h. großen Wellenlängen bei der Geschwindigkeit für Longitudinalwellen unter Berücksichtigung der möglichen Querkontraktion und fallen im Bereich, wo die Wellenlänge in die Größenordnung des Drahtdurchmessers bzw. der Plattendicke kommt, allmählich auf einen Wert, der etwas tiefer liegt als die Transversalwellengeschwindigkeit nämlich auf den Wert der Geschwindigkeit der RAYLEIGHschen Oberflächenwellen.

Die in Abb. 13 dargestellten Ergebnisse zeigen u. a., daß bei festen d. h. schubspannungsbehafteten Trennwänden die maximalen Schalldurchlässigkeiten im allgemeinen nicht als Dickenresonanzen einer bestimmten Wellenart darstellbar sind, weil die beiden durch die Anregung von außen her vorhandenen Wellenarten bei der Reflexion an den Grenzflächen jede für sich getrennt wiederum Longitudinal- wie auch Transversalwellen anregen. Ein durch andere Vorgänge unbeeinflußtes Hin- und Herlaufen einer bestimmten Wellenart, wodurch bei Erfüllung der Gleichung 3 Dickenresonanz eintritt, gibt es nur in einigen Ausnahmefällen.

Der einfachste Fall ist der des senkrechten Einfalls, bei welchem nur Longitudinalwellen auftreten. Ferner zeigt BÄR (8, Seite 402) bei der Diskussion einiger Spezialfälle der REISSNERschen Durchlässigkeitsformel, daß bei einem Durchgang von Transversalwellen unter 45° ausschließlich nur diese Wellenart auftritt, und schließlich kann man auch die Wechselwellen, die ebenfalls nur bei bestimmten, diesmal vom Brechungsexponenten abhängigen Einfallswinkeln auftreten (siehe Kap. II, Abschn. 3) und die gleichfalls von BÄR (8, Seite 405) näher

betrachtet werden, als einen Ausnahmefall im ähnlichen Sinne ansehen.

Zu einer maximalen Schalldurchlässigkeit kommt es in den eben erwähnten Fällen aber nur dann, wenn die Bedingung des gleichphasigen Anschlusses der hin- und hereilenden Wellenzüge erfolgt, was nur bei bestimmten Plattendicken der Fall ist. Das bedeutet, daß es nur einige diskrete Punkte geben wird, welche sich auf die obige einfache Weise erklären lassen, die aber alle auf den Kurven der Abb. 13 liegen werden.

In dem hier näher untersuchten Falle der Messingplatten in Äthylacetat können Wechselwellen nicht auftreten, da die dazu notwendige Bedingung, wie sie Bär formulierte (8, Seite 405 Gleichung 12), bei dem hier vorliegenden Brechungsindex nicht zu erfüllen ist. Die Durchgangsmaxima bei senkrechtem Einfall werden in Abb. 13 bei unendlich großen Tangentialwellengeschwindigkeiten als asymptotische Werte der Kurven 3, 4 und 9 erreicht. Es nähern sich die Kurven 3 und 4 Werten von $f \times d$, aus denen sich die Transversalwellengeschwindigkeit errechnen läßt, wobei bei Kurve 3 der Fall der ersten und bei Kurve 4 der der zweiten Dickenresonanzschwingung zufolge Transversalwellen bei senkrechtem Einfall erreicht wird. In Wirklichkeit können Transversalwellen bei genau senkrechtem Einfall aus einem schubspannungsfreien Medium natürlich nicht angeregt werden. Man sieht hieraus, daß es Grenzfälle gibt, in denen die Erfüllung der Koinzidenz nicht auf einen Totaldurchgang schließen läßt, wie es auch der Fall ist bei Kurve 2 bei kleinen $f \times d$-Werten in Abb. 13. Kurve 9 führt zur ersten Dickenresonanz der Longitudinalwelle, wobei allerdings eine Diskrepanz festgestellt werden muß, indem die sich aus Experiment und Rechnung ergebende Longitudinalwellengeschwindigkeit nicht der im unendlich ausgedehnten Medium vorhandenen entspricht. Die Dickenresonanzen zufolge von Transversalwellen unter 45° finden sich in Abb. 13 bei der ersten Dickenschwingung im Punkte A und bei der zweiten im Punkte B, wie sich leicht berechnen läßt. Aus den experimentellen Ergebnissen folgt eine etwas kleinere Transversalwellengeschwindigkeit als die für die Rechnung angenommene, nämlich $c_{T_r} = 2{,}19 \times 10^5$ cm/sec, und es scheint, daß mit deren Annahme für die Rechnung eine noch bessere Übereinstimmung mit den Experimenten erreicht werden könnte. Damit kann aber nicht gesagt werden, daß $2{,}19 \times 10^5$ cm/sec der richtige Wert ist, da sich die Abweichungen innerhalb der Grenzen der Meßgenauigkeit bewegen.

Da sich die verhältnismäßig einfache Vorstellung der Dickenresonanz bei schubspannungsfreien Trennschichten wegen der Kompliziertheit der Vorgänge im allgemeinen auf den Fall der festen Platte nicht anwenden läßt, wurde zur Erklärung der Vorgänge der anschauliche Begriff der Koinzidenz herangezogen, der nochmals kurz definiert werden soll: Eine Platte besitzt bei bestimmter Dicke und bestimmter Frequenz eine gewisse Zahl diskreter Ausbreitungsgeschwindigkeiten freier Schwingungen, welche sich tangential zur Oberfläche ausbreiten. Eine solche Wellenbewegung möge als die Tangentialwelle bezeichnet werden. Sobald nun die Wellenspur einer aus dem umgebenden Medium schräg einfallenden Welle mit einer Geschwindigkeit gleich der Tangentialwellengeschwindigkeit der Platte dahineilt, wird sich die Schwingung der Platte resonanzartig aufschaukeln, was aber bedeutet, daß auch jenseits der Platte sehr viel mehr Energie in das umgebende Medium abgestrahlt wird als in jedem anderen Falle. Dieses Zusammenfallen der Geschwindigkeiten beim bevorzugten Durchgang mechanischer Wellen durch Trennschichten wurde schon einmal als Koinzidenzeffekt bezeichnet (19), wobei man damals zunächst nur an Biegewellen, gegebenenfalls mit Korrekturen, dachte. Dieser Effekt kann aber, wie gezeigt, bei allen Tangentialwellen auftreten und damit die Bezeichnung Koinzidenzeffekt in diesem Sinne erweitert werden.

9. Darstellung der Dickenresonanz bei schubspannungsfreien Trennschichten als Koinzidenz

In Kapitel II, Abschnitt 2 wurde der Fall der Dickenresonanz einer planparallelen, schubspannungsfreien Trennschicht behandelt und

gezeigt, daß dabei einander gegenüberliegende Punkte an den beiden Oberflächen in Phase oder in Gegenphase schwingen müssen. In dieser Art und Weise betrachtet, ergibt sich weiter, daß die an der Hinterfläche der Trennschicht reflektierte Welle bei ihrem Eintreffen an der Vorderseite mit der eben von außen einfallenden Welle in Phase sein muß. Für den schrägen Einfall zeigt dies Abb. 14. Die im Punkte A ankommende Welle wird da gebrochen, bei C reflektiert und kommt bei D wieder an die Vorderseite zurück, wo sie mit der von außen ankommenden Welle zusammentrifft.

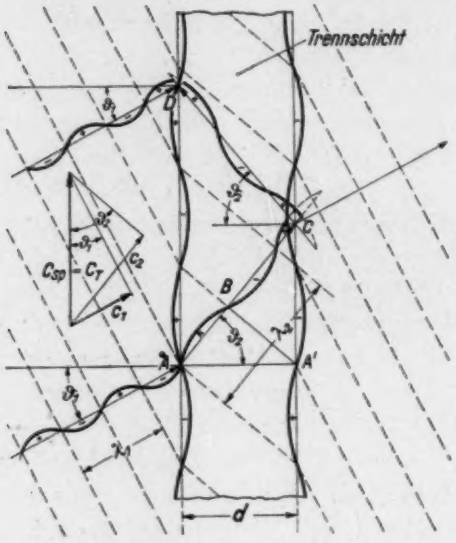


Abb. 14. Dickenresonanz und Koinzidenz

Für die Gleichphasigkeit der Wellenzüge muß gelten:

$$\frac{2d}{\cos\vartheta_2}\cdot\frac{1}{c_2}-n\cdot\lambda_2\cdot\frac{1}{c_2}=[2d\cdot\operatorname{tg}\vartheta_2]\cdot\sin\vartheta_1\cdot\frac{1}{c_1}$$

worin c_1 und c_2 die Geschwindigkeiten vor und in der Trennschicht sind.

Aus obiger Gleichung erhält man die schon bekannte Bedingung für die Dickenresonanz:

$$d=n\cdot\frac{\lambda_2}{2}\cdot\frac{1}{\cos\vartheta_2}, \tag{3}$$

wenn man zur Umformung das Brechungsgesetz verwendet, das die Existenz einer gemeinsamen Wellenspur von einfallender und eingedrungener Welle beinhaltet und das lautet:

$$\frac{c_1}{\sin\vartheta_1}=\frac{c_2}{\sin\vartheta_2}=c_{sp}.$$

Für die Dickenresonanz wird daraus unter Verwendung von Gleichung 3:

$$c_{sp}=\frac{c_2}{\sqrt{1-\left(\frac{n\cdot\lambda_2}{2d}\right)^2}}=\frac{c_2}{\sqrt{1-\left(\frac{n\,c_2}{2fd}\right)^2}}.$$

Es soll nun auch auf anderem Wege bewiesen werden, daß die Dickenresonanz ein Schwingungszustand ist, der einer freien Schwingung der Trennschicht entspricht, also auch als Tangentialwelle aufgefaßt werden kann.

Setzt man für die Ausbreitung einer Schwingung, welche über dem Querschnitt die Verteilung $\mathfrak{p}=\mathfrak{p}(y)$ haben möge und in der x-Richtung fortschreitet, die Wellengleichung an, so erhält man für zeitlich sinusförmige Vorgänge $\mathfrak{p}=\mathfrak{p}(y)\cdot e^{i\alpha x}\cdot e^{i\omega t}$

$$\frac{d^2\mathfrak{p}}{dy^2}+(k^2-\alpha^2)\cdot\mathfrak{p}=0,$$

wenn $k=\frac{\omega}{c_2}$ und $\alpha=\frac{\omega}{c_T}$ bedeuten. Setzt man in die Lösung

$$\mathfrak{p}=A\cdot\sin\sqrt{k^2-\alpha^2}\cdot y+B\cdot\cos\sqrt{k^2-\alpha^2}\cdot y$$

die Randbedingungen

$$p=0 \text{ für } \begin{cases} y=0 \\ y=d \end{cases} \text{ ein,}$$

so erhält man einerseits $B=0$ und andererseits

$$\sqrt{k^2-\alpha^2}\cdot d=n\cdot\pi.$$

Aus der letzten Beziehung folgt für die Tangentialwellengeschwindigkeit:

$$c_T=\frac{\omega}{\alpha}=\frac{\omega}{\sqrt{k^2-\left(\frac{n\cdot\pi}{d}\right)^2}}=\frac{c_2}{\sqrt{1-\left(\frac{n\cdot c_2}{2f\cdot d}\right)^2}}.$$

Diese Tangentialwellengeschwindigkeit ist aber zugleich die Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle bei Dickenresonanz, womit erwiesen ist, daß man es mit ein- und demselben Schwingungsvorgang in zwei verschiedenen Betrachtungsweisen zu tun hat.

10. Vergleich der Reissnerschen Theorie mit der Koinzidenztheorie bei festen Trennwänden

Was im vorhergehenden Abschnitt bewiesen wurde, nämlich die maximale Schalldurchlässigkeit bei Anregung der freien Tangentialwelle einer schubspannungsfreien Trennschicht, muß auch nachweisbar sein bei festen Trennwänden, wenn auch da die Verhältnisse sehr viel komplizierter werden.

Die Lösung des Schalldurchlässigkeitsproblems von H. Reissner (11) ist eine streng gültige, wenn man vom Einfluß der inneren Reibung absieht, was in den weitaus häufigsten Fällen geschehen kann. Alle Fälle des Schalldurchgangs d. h. alle Schwingungszustände werden erfaßt, so daß für beliebige Medien bei gegebenem Einfallswinkel und gegebener Frequenz die Schalldurchlässigkeit, das ist das Verhältnis der durchgelassenen zur auftreffenden Schallenergie berechnet werden kann. Die Reissnersche Durchlässigkeitsformel, von Bär (8) ein wenig umgeformt, lautet:

$$D = \frac{4\,(f' \cdot \sin\psi + g \cdot \sin\varphi)^2}{[2f' \cdot g\,(1 - \cos\varphi \cdot \cos\psi) + (f'^2 + g^2 - 1) \cdot \sin\varphi \cdot \sin\psi]^2 + 4\,(f' \cdot \sin\psi + g \cdot \sin\varphi)^2}. \tag{28}$$

Darin bedeuten:

$$f' = \frac{\varrho}{\varrho_1} \cdot \frac{c_d^2}{c_1^2} \cdot \frac{\cos^2 2\varphi_r}{\sin 2\varphi_d} \cdot \sin 2\vartheta \tag{29}$$

$$g = \frac{\varrho}{\varrho_1} \cdot \frac{c_r^2}{c_1^2} \cdot \sin 2\varphi_r \cdot \sin 2\vartheta \tag{30}$$

$$\varphi = 2\pi d \cdot \frac{\cos\varphi_d}{\lambda_d} \tag{31}$$

$$\psi = 2\pi d \cdot \frac{\cos\varphi_r}{\lambda_r} \tag{32}$$

D = Schalldurchlässigkeit

ϑ = Einfallswinkel

$\varphi_d, \lambda_d, c_d \equiv c_L$ = Brechungswinkel, Wellenlänge und Geschwindigkeit der Dilatations- (Longitudinalwellen) in der Platte

$\varphi_r, \lambda_r, c_r \equiv c_{Tr}$ = Brechungswinkel, Wellenlänge und Geschwindigkeit der Rotations- (Transveralwellen) in der Platte

λ_1, c_1 = Wellenlänge und Geschwindigkeit der Wellen in der Flüssigkeit

d = Plattendicke

ϱ_1 = Dichte der Flüssigkeit

ϱ = Dichte der Platte

Es ist nun ohne weiteres denkbar, für eine bestimmte Platte die Schalldurchlässigkeit in Abhängigkeit vom Einfallswinkel punktweise auszurechnen. Daß eine solche Arbeit mühselig sein muß, ist ganz klar, wenn man obige Formel betrachtet; was aber prinzipiell unangenehmer sein wird, das ist die Tatsache, daß es nicht möglich ist, die Stellen der Durchlässigkeitsmaxima direkt zu ermitteln. Bei der punktweisen Auswertung der Gleichung 28 nun muß man damit rechnen, daß man eines oder mehrere Maxima übersieht. Ein Totaldurchgang ($D = 1$, in Gleichung 18) tritt aber jedenfalls dann auf, wenn die Gleichung gilt:

$$2f' \cdot g\,(1 - \cos\varphi \cdot \cos\psi) + (f'^2 + g^2 - 1) \cdot \sin\varphi \cdot \sin\psi = 0\,. \tag{33}$$

An die rein akustische Frage des Schalldurchgangs war in dieser Arbeit auf dem Wege über die Koinzidenztheorie von der Theorie der Plattenschwingungen herangegangen worden. Es wurde gefunden, daß die bei maximalen Schalldurchgängen experimentell ermittelten Spurgeschwindigkeiten einer anregenden Welle mit den Ausbreitungsgeschwindigkeiten einer freien Plattenschwingung übereinstimmen (siehe Abb. 13). Damit war durch das Experiment der Nachweis für die allgemeine Gültigkeit der Koinzidenztheorie erbracht. Ferner wurde im vorigen Abschnitt der Nachweis rein rechnerisch für die schubspannungsfreie Trennschicht erbracht und dasselbe soll nun für die feste Platte gemacht werden.

Einerseits liegt die Reissnersche Durchlässigkeitsformel, andererseits die sich aus der Lösung der Wellengleichung ergebende Frequenzgleichung in der von Timoshenko stammenden Form vor und nach dem vorher erwähnten ist zu vermuten, daß durch Umformung und kleine Vernachlässigungen aus der einen Gleichung die andere erhalten werden kann. Reissner berücksichtigte bei der Ableitung seiner Durchlässigkeitsformel die Strahlungsdämpfung durch das umgebende Medium, während Rayleigh, Lamb und Timoshenko den Fall annahmen, daß der Stab bzw. die

Platte im Vakuum schwingen. Die Strahlungsdämpfung kann immer dann vernachlässigt werden, wenn der Unterschied der Schallwellenwiderstände von Platte und umgebendem Medium bedeutend ist. Bei einer Eisen- oder Messingplatte in einer Flüssigkeit ist das immer zutreffend, deshalb kann auch in Gleichung 33 der Faktor 1 gegen den übrigen Klammerausdruck $f'^2 + g^2$ vernachlässigt werden, womit man erhält:

$$2 f' g \,(1 - \cos\varphi \cdot \cos\psi) + (f'^2 + g^2) \cdot \sin\varphi \cdot \sin\psi = 0 . \tag{34}$$

Führt man nun die Tangentialwellengeschwindigkeit c_T ein, dann erhält man unter Verwendung der Abkürzungen nach TIMOSHENKO die umgeformten Gleichungen für f' und g

$$f' = \frac{\varrho}{\varrho_1} \cdot \operatorname{cotg}\vartheta \cdot \frac{1}{h^4} \cdot \frac{(2-h^2)^2}{\sqrt{k^2-1}}$$

$$g = \frac{\varrho}{\varrho_1} \cdot \operatorname{cotg}\vartheta \cdot \frac{4}{h^4} \cdot \sqrt{h^2-1} ,$$

worin bedeuten:

$$k = \frac{c_1}{c_L \cdot \sin\vartheta} = \frac{c_T}{c_L}$$

$$h = \frac{c_1}{c_{Tr} \cdot \sin\vartheta} = \frac{c_T}{c_{Tr}}$$

Die bei REISSNER mit φ und ψ bezeichneten Größen nach den Gleichungen 31 und 32 werden ebenfalls durch Einführung von c_T umgeformt, wodurch sie lauten:

$$\varphi = \frac{2\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{k^2-1}$$

$$\psi = \frac{2\pi \cdot f \cdot d}{c_T} \cdot \sqrt{h^2-1} .$$

Durch Einsetzen aller Faktoren in Gleichung 34 und entsprechende trigonometrische Umformung erhält man:

$$4 \cdot \sqrt{(1-k^2)\cdot(1-h^2)} \cdot \operatorname{tg}\frac{\psi}{2}\left(1 + \operatorname{tg}^2\frac{\varphi}{2} \cdot \operatorname{cotg}^2\frac{\psi}{2}\right) + (2-h^2)^2 \cdot \left[1 + \frac{16\cdot(1-k^2)\cdot(1-h^2)}{(2-h^2)^4}\right] \cdot \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = 0 . \tag{35}$$

Die LAMB-TIMOSHENKOschen Frequenzgleichungen müssen aber für die freien Schwingungen der Bedingung genügen:

$$\left[4 \cdot \sqrt{(1-k^2)\cdot(1-h^2)} \cdot \operatorname{tg}\frac{\psi}{2} - (2-h^2)^2 \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}\right]\left[4 \cdot \sqrt{(1-k^2)\cdot(1-h^2)} \cdot \operatorname{cotg}\frac{\psi}{2} - (2-h^2)^2 \cdot \operatorname{cotg}\frac{\varphi}{2}\right] = 0 .$$

Durch Multiplikation der Klammerausdrücke und Zusammenfassung der φ und ψ enthaltenden Glieder erhält man nach einfacher Umformung Gleichung 35, womit auch für schubspannungsbehaftete Trennwände bewiesen ist, daß stets bei Anregung einer Tangentialwelle die einer freien Schwingung der Platte entspricht, ein vollständiger Schalldurchgang zu erwarten ist, sofern die Materialdämpfung gering ist.

III. Versuche mit der unter I beschriebenen Anordnung

1. Die maximalen Schalldurchlässigkeiten

Für die experimentelle Untersuchung der Schalldurchlässigkeit war zu überlegen, welche Größen festgestellt werden sollten, damit dann für ein bestimmtes Anwendungsgebiet die entsprechenden Schlüsse gezogen werden konnten. Durch die Erkenntnis der Koinzidenztheorie ist es ganz klar, daß für alle maximalen Schalldurchlässigkeiten die dabei herrschende Tangentialwellengeschwindigkeit eine kennzeichnende Größe sein wird, wobei z. B. aus deren Verlauf als Funktion des Produkts Schallfrequenz mal Dicke der Trennwand sich in relativ einfacher Weise die elastischen Konstanten bestimmen lassen.

Für die zerstörungsfreie Aufsuchung von Fehlern in Blechen ist es noch wesentlich einfacher, indem nur der Wert der Tangentialwellengeschwindigkeit selbst von Interesse ist. Dadurch ist es möglich, durch Einstellung des gleichen Wertes der Spurgeschwindigkeit einer einfallenden Welle durch geeignete Wahl des Einfallswinkels (siehe Gleichung 10) einen maximalen Schalldurchgang durch ein gesundes Blech zu erreichen. Man kann hierbei umgekehrt, zur experimentellen Untersuchung der Schalldurchlässigkeit von Blechen, jeweils den Einfallswinkel bestimmen, bei dem ein maximaler Schalldurchgang auftritt, wobei immer ein Blech mit konstanter Dicke bei ein und derselben Frequenz durchgemessen wird.

Statt einer Trennwand mit konstanter Dicke kann man auch einen flachen Keil verwenden, so wie es BÄR und WALTI (6) taten. Wenn die

durchstrahlte Länge nur gering ist, kann die Änderung der Dicke vernachlässigt werden, wie die Versuche zeigten. Bei den hier verwendeten Strahlbreiten würde das zu Blechkeillängen führen, die sich kaum in einem laboratoriumsmäßigen Prüfgerät unterbringen lassen. Auch dann ist es noch nötig, den Schall-

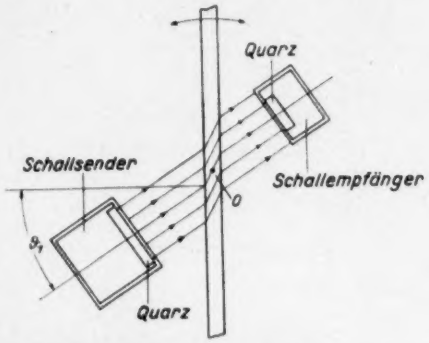


Abb. 15. Meßanordnung für die Bestimmung der Winkelabhängigkeit der Schalldurchlässigkeit (schematisch)

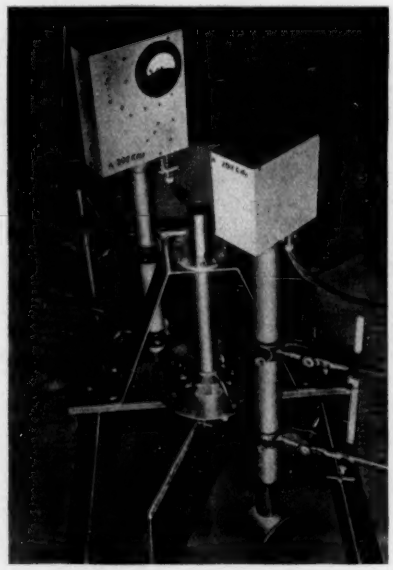


Abb. 16. Apparatur zur Messung der Winkelabhängigkeit der Schalldurchlässigkeit

einfallswinkel zu verändern, denn die Frequenz ist durch die Verwendung der Quarze stets auf einen bestimmten Wert und dessen ganzzahlige Vielfache festgelegt. Bei der Untersuchung von metallischen Werkstoffen ist es auf alle Fälle zweckmäßig, Platten mit konstanter Dicke zu verwenden, da diese auf einfache Weise auf jede gewünschte Stärke ausgewalzt werden können.

Die Apparatur, die zum Messen verwendet wurde, zeigt Abb. 15 schematisch, wobei links der Schallsender und rechts der Schallempfänger angedeutet sind, beide genau dargestellt in Abb. 4—6 und beschrieben in Kapitel I, Abschnitt 2. Die Metallplatte, durch die eine ebene Welle hindurchgeht, ist um die Achse 0 drehbar angeordnet. In Abb. 16 sieht man den Meßaufbau im Bilde, wobei deutlich die Kreisscheibe zu sehen ist, auf der ein Zeiger die Winkelstellung des Bleches zum Schallstrahl anzeigt. Die durchgelassene, relative Schallintensität wird durch das im Verstärkerkasten eingebaute Instrument gemessen.

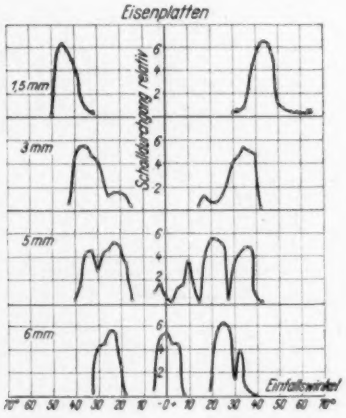


Abb. 17. Meßergebnisse der Winkelabhängigkeit der Schalldurchlässigkeit

Abb. 17 zeigt das Ergebnis der Messungen an verschieden starken Eisenblechen in Wasser bei einer Schallfrequenz von 475 kHz, wobei die durchgelassene Schallintensität auf der Ordinate im relativen Maßstab und der Einfallswinkel auf der Abszisse aufgetragen sind. Jedes Maximum rührt her von einer Tangentialwelle, wobei die Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit vom Produkt Frequenz × Plattenstärke für Eisen qualitativ die gleiche sein wird wie bei Messing, wie sie in Abb. 13 dargestellt ist. Wenn man nun die Tangentialwellengeschwindigkeiten für Messing auf die für Eisen umrechnet, wobei als Umrechnungsfaktor das Verhältnis der Longitudinalwellengeschwindigkeiten gewählt wird, so kann man

annehmen, daß diese so erhaltenen Werte annähert mit den tatsächlichen übereinstimmen werden, da sich die Poissonsche Querkontraktionskonstante für fast alle Metalle nur in geringen Grenzen ändert.

Es wurden daher, um die Meßergebnisse an Eisenplatten nachzurechnen, für die $f \times d$-Werte, wie sie den einzelnen Plattenstärken der Abb. 17 entsprechen, aus Abb. 13 die Tangentialwellengeschwindigkeiten entnommen, im Verhältnis $\frac{c_{L,\,Eisen}}{c_{L,\,Messing}}$ umgerechnet und daraus der Einfallswinkel ϑ_1 erhalten. (Umgebendes Medium: Wasser, $c_1 = 1450$ m/sec). In Tabelle III sind diese Werte zusammengestellt, und man kann durch Vergleich mit Abb. 17 feststellen, daß die Durchgangsmaxima bei großen Einfallswinkeln genau mit den Tabellenwerten übereinstimmen. Bei kleinen Einfallswinkeln zeigen sich Abweichungen, doch müssen solche überhaupt erwartet werden, da der hier angestellte Vergleich ja nur angenähert gemacht werden kann.

Tabelle III

Blechstärken in mm	$f \times d$	Einfallswinkel				
1,5	0,7125	42° 13′	17°			
3,0	1,425	36°	19° 47′	10° 36′		
5,0	2,375	34°	30° 30′	16° 48′	14° 35′	
6,0	2,85	33° 35′	31° 50′	19° 49′	15° 40′	7° 50′
Nr. der Kurve aus Abb. 13		1	2	3	9	4

Diese Meßergebnisse lassen sich auch umzeichnen auf Darstellungen, wie sie in den Abbildungen 12 und 13 angewandt wurden, jedoch zeigt sich der Verlauf der Kurven wegen der geringen Anzahl der Meßpunkte nicht so deutlich wie bei den von Sanders veröffentlichten Meßergebnissen.

2. Der Verlauf der Tangentialwelle außerhalb des begrenzten Schallstrahls

Für die Materialprüfung auf Fehler im Werkstück war es von größter Wichtigkeit, den Verlauf der Tangentialwelle, besonders außerhalb des Schallstrahls, auf der ganzen Blechoberfläche zu kennen. Es werden nämlich Anordnungen getroffen, bei denen mehrere Schallsender und Schallempfänger gleichzeitig das Blech abtasten (jedes Gerätepaar eine andere bestimmte Fläche), womit die Prüfdauer herabgesetzt wird. Dabei darf ein Sender natürlich nicht Wellen anregen, die in einem anderen, nicht zu ihm gehörigen Empfänger eine Anzeige hervorrufen.

L. Cremer folgerte aus Analogiebetrachtungen (19) zwischen Koinzidenz und Resonanz, daß bei einer Platte die Schwingung nicht auf den Anregungsbereich beschränkt bleiben kann. Schon rein anschauungsmäßig läßt sich sagen, daß eine resonanzartige Erhöhung der Schwingungsamplituden einer Platte auftreten wird, wenn diese in einer ihrer Eigengeschwindigkeiten mit der dazugehörigen Periodizität erregt wird. Dabei sind Biegesteifigkeit und Masse der Platte in gegenphasiger Wirkung, ganz ähnlich wie z. B. Federkraft und Masse bei einem schwingenden, mechanischen System oder Kapazität und Induktivität in einem elektrischen Schwingungskreis. Diese physikalischen Beziehungen müssen auch mathematisch zum Ausdruck kommen, und man findet sie, indem man zunächst die zeitliche Periodizität $e^{\pm i\omega t}$ eines Schwingungsvorganges mit der räumlichen bei der Koinzidenz $e^{\pm i\left(\frac{\omega}{c_1}\sin\vartheta_1\right)\cdot x}$ in Analogie bringt. Damit tritt die Ortskoordinate an die Stelle der Zeit und der Einfallswinkel an die Stelle der Frequenz.

Die Analogie läßt weiter annehmen, daß ähnlich wie bei einem elektromagnetischen Schwingungskreis, auf den eine endliche Anzahl von Schwingungen gegeben werden muß, bis er sich auf ein gewisses Maß aufgeschaukelt hat, auch die Schwingung der Platte eine Anzahl von Wellenlängen braucht, um auf volle Amplitude zu kommen. Dafür schwingt die Platte auch noch jenseits des Anregungsbereiches weiter mit räumlich exponentiell abnehmender Amplitude, wie auch die elektromagnetische Schwingung zeitlich exponentiell abklingt, sobald die Anregung abgeschaltet wird.

Um diese theoretischen Überlegungen nachzuprüfen, wurden entsprechende Versuche gemacht, indem die Schwingungen, die eine Platte ausführt, längs ihrer Oberfläche gemessen wurden. Dazu wurde eine Anordnung benutzt, wie sie in Abb. 3 gezeigt wurde, nur mit der Änderung, daß der Schallempfänger parallel zur Platte verschoben werden konnte.

Die Meßergebnisse zeigen die beiden Abb. 18 und 19. Auf der Abszisse wurde die Stellung des Empfängers aufgetragen und auf der Ordinate die hindurchgegangene Schallintensität, die proportional der Schwingungsamplitude

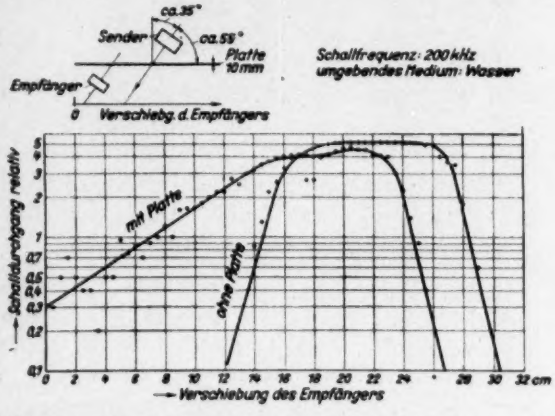


Abb. 18. Die Ausbreitung der Tangentialwelle in einer festen Platte über den Anregungsbereich hinaus

der Platte ist. Als Vergleich dazu wurde bei entfernter Platte die vom Schallsender abgestrahlte Welle abgetastet, und es zeigte sich, daß tatsächlich die Schwingung eine gewisse Strecke braucht, um ihren vollen Wert zu er-

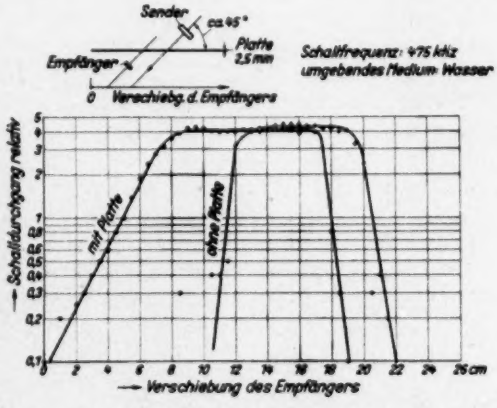


Abb. 19. Die Ausbreitung der Tangentialwelle in einer festen Platte über den Anregungsbereich hinaus

reichen, um dafür jenseits der Anregungsgrenze noch weiter zu laufen.

Es ist klar, daß die innere Materialdämpfung der Bleche in den mehr oder minder großen Abfall der Schwingung eingeht und ihn, abgesehen von der Strahlungsdämpfung, bestimmen wird. L. Cremer hat daher vorgeschlagen, durch die Messung des örtlichen Abklingvorganges einer Plattenschwingung die innere Materialdämpfung zu messen (19).

IV. Zusammenfassung

Unter den Gebieten, in denen die Schalldurchlässigkeit von festen, planparallelen Trennwänden eine Rolle spielt, befindet sich die zerstörungsfreie Prüfung mittels Ultraschalls von Blechen auf innere Trennungen, Lunker, Gasblasen und sonstige Fehler.

Es wurde eine Anordnung geschaffen, bestehend aus einem Ultraschallsender und einem Ultraschallempfänger mit zugehörigem Anzeigeinstrument, das die auftreffende Schallenergie anzugeben hat. Zwischen Sender und Empfänger wurde die Platte angeordnet, so daß der vom Sender ausgehende Schallstrahl durch sie hindurch auf den Empfänger gelangt. Zur günstigeren Schallübertragung wurde Wasser als umgebendes Medium gewählt.

Für eine bessere Fehlererkennbarkeit ist es notwendig, eine solche Ultraschallfrequenz bzw. einen solchen Schalleinfallswinkel zu wählen, daß das gesunde Blech ein Maximum an Schalldurchlässigkeit erreicht, wodurch es sich wesentlich vom fehlerbehafteten unterscheiden wird. Dazu war es notwendig, das Problem der Schalldurchlässigkeit von festen, planparallelen Trennwänden in einem umgebenden, flüssigen Medium genauer zu untersuchen.

Von Rayleigh kennt man die Bedingung für die Schalldurchlässigkeit von schubspannungsfreien Trennschichten. Komplizierter wird das Problem bei festen Trennwänden und schrägem Einfall von Schallwellen, da dann nicht nur Longitudinalwellen angeregt werden wie beim senkrechten Einfall, sondern auch Transversalwellen.

Eine allgemeine Theorie für den Schalldurchgang durch feste Trennwände in einem umgebenden, schubspannungsfreien Medium wurde von H. Reissner gegeben. Die von ihm angegebenen Formeln sind aber so verwickelt, daß aus ihnen die möglichen Fälle maximalen Durchgangs kaum zu ersehen sind. Nun hat ferner L. Cremer im Zusammenhang mit Fragen der Bauakustik gezeigt, daß bei dünnen Trenn-

wänden dann Totaldurchgänge zu erwarten sind, wenn die Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle gleich der „freien Biegewellengeschwindigkeit" der Wand ist (Biegewellenkoinzidenz). Es trat daher die Frage auf, ob nicht auch sämtliche anderen maximalen Durchgänge durch Übereinstimmung der Spurgeschwindigkeit der einfallenden Welle mit einer der möglichen Tangentialwellen in der Platte erklärt werden können. Über diese Wellen lagen für den Fall einer festen Platte im Vakuum theoretische Arbeiten von RAYLEIGH, LAMB und TIMOSHENKO vor.

In der vorliegenden Arbeit wurde nun untersucht, ob experimentell beobachtete Totaldurchgänge im obigen Sinne als Koinzidenz der Spurgeschwindigkeit mit einer dieser Tangentialwellengeschwindigkeiten erklärt werden können. Dazu wurde das reichhaltige Meßmaterial, das SANDERS bei dünnen Folien aus Messing und Nickel mit höchsten Ultraschallfrequenzen beobachtet hatte, herangezogen. SANDERS selbst hatte diesen Ergebnissen nur teilweise eine befriedigende Erklärung geben können. Der quantitative Vergleich ergab im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit eine volle Bestätigung der oben angeführten Koinzidenzauffassung. Ferner ließ sich noch die Formel von REISSNER, unter der Annahme, daß der Schallwellenwiderstand des Mediums, das die Trennwand bildet, groß gegenüber dem des umgebenden Mediums ist, so umformen, daß das Auftreten des Totaldurchgangs bei Koinzidenz aus ihnen ersichtlich wird.

Meßergebnisse an Eisenplatten in Wasser konnten durch einfache, näherungsweise Umrechnung verglichen werden mit Meßergebnissen an Messingplatten und es zeigte sich eine weitgehende Übereinstimmung der Ergebnisse. Schließlich gelang es auch, die theoretisch vorhergesagte Verzerrung des durchgegangenen Schallstrahls experimentell zu verifizieren.

Die vorliegende Arbeit wurde im AEG-Forschungsinstitut im Zusammenhang mit technischen Problemen durchgeführt. Dem Leiter des Instituts, Herrn Prof. Dr. C. RAMSAUER, bin ich für seine Unterstützung und sein stets förderndes Interesse zu großem Dank verpflichtet. Ferner habe ich Herrn Doz. Dr.-Ing. habil. L. Cremer für laufende Beratung und wertvolle Hinweise zu danken.

(Eingegangen am 3. Mai 1943.)

Literaturverzeichnis

1. R. BERGER, Diss. T. H. München 1911.
2. R. W. BOYLE and D. K. FROMAN, Can. J. Res. 1 (1929), S. 405—424.
3. R. W. BOYLE and J. F. LEHMANN, Trans. Roy. Soc. Canada, Sect. III 21 (1927), S. 115—125.
4. R. W. BOYLE and W. F. RAWLINSON, Trans. Roy. Soc. Canada, Sect. III 22 (1928), S. 55—68.
5. R. W. BOYLE, Nature, Lond. 121 (1928), S. 55—56, Nr. 3037.
6. R. BÄR und A. WALTI, Helv. physica. Acta 7 (1934), S. 658—661, Nr. 7.
7. R. BÄR, F. LEWI und N. S. NAGENDRA NATH, Helv. physica. Acta 11 (1938), S. 358, Nr. 4.
8. R. BÄR, Helv. physica. Acta 11 (1938), S. 397—407, Nr. 5.
9. F. LEWI und NAGENDRA NATH, Helv. physica. Acta 11 (1938), S. 408—431, Nr. 5.
10. A. WALTI, Helv. physica. Acta 11 (1938), 113—139, Nr. 2.
11. H. REISSNER, Helv. physica. Acta 11 (1938), S. 140—155, Nr. 2. U. S. 268.
12. W. BEZ-BARDILI, Z. f. Physik 96 (1935), S. 761.
13. W. BEZ-BARDILI, Physik. Z. 36 (1935), S. 20.
14. F. H. SANDERS, Canad. J. Res., Sect. A 17 (1939), S. 179—193, Nr. 9.
15. G. JÄGER, Wiener Akad. Ber. Math.-nat. Kl. 120, Abt. IIa (1911), S. 613.
16. Lord RAYLEIGH, Theory of Sound II, § 271.
17. E. WINTERGERST, Schalltechn. 4 (1931), S. 85.
18. A. SCHOCH, Akust. Z. 2 (1937), S. 113.
19. L. CREMER, Akust. Z. 7 (1942), S. 81.
20. S. SOKOLOFF, Physik. Z. 36 (1935), S. 142.
21. F. KRUSE, Diss. T. H. Hannover 1937 und Akust. Z. 4 (1939), S. 153.
22. H. LAMB, Dynamical Theory of Sound, 2. Aufl., S. 122—125, Ed. Arnold & Co., London 1925.
23. S. P. TIMOSHENKO, Phil. Mag. Ser. 6, 41 (1921), S. 744.
24. S. P. TIMOSHENKO, Phil. Mag. Ser. 6, 43 (1922), S. 125.
25. A. FÖPPL, Vorl. üb. techn. Mechanik, Bd. III, S. 19.
26. E. CZERLINSKY, Akust. Z. 7 (1942), S. 12.
27. Lord RAYLEIGH, Proc. Lond. Math. Soc. XX, S. 225.
28. H. LAMB, Proc. Roy. Soc. Lond. Ser. A, Vol. 93 (1917), S. 114.
29. E. HIEDEMANN und H. R. ASBACH, Physik. Z. 34 (1933), S. 734.
30. E. HIEDEMANN und H. R. ASBACH, Physik. Z. 35 (1934), S. 26.

Untersuchungen mit künstlichen Vokalresonatoren

Von T. v. Tarnóczy

Aus dem Physiologischen Institut der Universität Berlin

(Mit 8 Textabbildungen)

Einführung

W. TRENDELENBURG und seine Mitarbeiter haben zwecks Untersuchung einzelner stimmphysiologischer Erscheinungen öfters zu Modellversuchen gegriffen[1]). Um die neueren Ergebnisse der Vokalresonatorforschung genauer deuten und die Erscheinungen eindeutiger hervorrufen zu können, habe ich mich auf den Ratschlag von Prof. W. TRENDELENBURG und von Prof. v. BÉKÉSY ebenfalls Modellversuchen zugewandt. Bei der Untersuchung von natürlichen Höhlen spielen bei der Ausbildung der Ergebnisse gleichzeitig mehrere Faktoren eine Rolle. Diese einzelnen Einflußgrößen kann man nur mit größten Schwierigkeiten voneinander unabhängig verändern, ferner ist die Kontrolle auch subjektiv. Die Modellversuche ermöglichen sowohl eine Trennung der einwirkenden Größen, wie auch eine Ausmerzung der subjektiven Momente, im ganzen also eine genauere Erkenntnis der Verhältnisse.

Die Ergebnisse meiner bis jetzt erfolgten Untersuchungen über natürliche Resonatorhöhlen[2]) kann man, wie folgt, kurz zusammenfassen. Die Eigenfrequenz der Vokalresonatoren (Höhlen über der Stimmritze) ist abhängig von dem offenen bzw. geschlossenen Zustand der Stimmritze. Die Eigenfrequenz liegt bei offenem Zustand der Stimmritze wesentlich höher. Diese Erscheinung ist mit der Theorie der HELMHOLTZ-Resonatoren gut zu erklären, wenn wir in der Analogie die Stimmritze als eine Öffnung in die freie Luft auffassen. Diese Auffassung wurde von W. TRENDELENBURG[3]) schon 1940 aufgestellt und auf einem anderen Wege erwiesen. Nach ihm berechtigt die tiefe Resonanzfrequenz und die große Dämpfung der unteren Höhlen zu dieser Auffassung. Eine weitere Bestätigung erwarten wir auch von den Modellversuchen.

Bei der Modelluntersuchung der Resonanzen können wir von zwei grundlegenden Fragegruppen ausgehen.

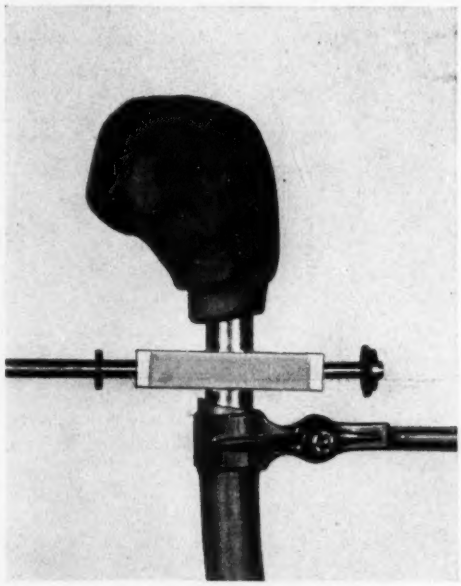


Abb. 1. Versuchsanordnung. Oben das Mundhöhlenmodell von H. WULLSTEIN und W. TRENDELENBURG

1. Wie verhält sich die Eigenfrequenzabhängigkeit der Vokalresonatoren in bezug auf die Größe der Stimmritze, während andere Faktoren (Mundöffnung, Rauminhalt usw.) konstant gehalten werden.

2. Welche Rolle fällt den unteren (unterhalb der Stimmritze befindlichen) Resonatorhöhlen

[1]) W. TRENDELENBURG und H. WULLSTEIN, S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 20 (1935), S. 365; S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 21 (1935), S. 399; E. MÜLLER, Arch. Sprach- u. Stimmheilkunde 2 (1938), S. 197.

[2]) T. v. TARNÓCZY, Arch. Sprach- u. Stimmheilkunde 6 (1943), Nr. 3/4.

[3]) W. TRENDELENBURG, Abh. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 1940, Nr. 9, S. 5.

zu, in bezug auf die Resonanzfrequenzänderung beim Öffnen der Stimmritze.

Versuchsdurchführung

Das für die Versuche benutzte tonerzeugende Organ als Modell ist prinzipiell ähnlich dem, das von MÜLLER beschrieben wurde [1]). Als Vokalresonatoren habe ich die gleichen von WULLSTEIN aus Plastillin angefertigten Mundhöhlenmodelle benutzt, die von W. TRENDELENBURG und H. WULLSTEIN [1]) hergestellt und verwendet wurden. An die Mundhöhlenresonatoren mit ihrem Rachenteil schloß sich ein Kupferrohr von 15 cm Länge und $2^1/_2$ cm Durchmesser an. In dieses war nach Angabe von W. TRENDELENBURG ein Stoßventil eingebaut, dessen Konstruktion (Mechaniker HOFFMEISTER) aus Abb. 2 ersichtlich ist. An das untere Ende des Kupferrohres wurden Gummischläuche verschiedener Länge angeschlossen. Die momentane Öffnung und Schließung der „Stimmritze" konnte durch plötzliche Verschiebung des Ventils erzeugt werden. Für unsere Untersuchungen war diese mechanische Lösung des Schlitzes zweckmäßiger, als die Verwendung von präparierten tierischen Stimmbändern. Für die Erregung der Resonanzfrequenz habe ich das Verfahren der Funkenentladung [4]) und das Klopfen [5]) benutzt. Nur in einigen Fällen gelangte die Luftstoßerregung mit Hilfe des Ventils zur Anwendung.

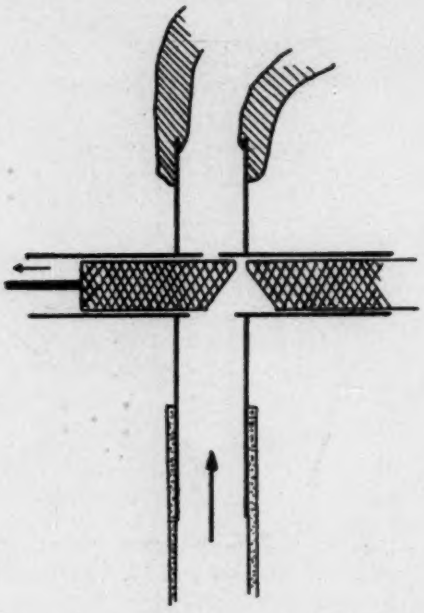


Abb. 2. Ventilvorrichtung zur Stoßerregung

Die Erzeugung des Luftstoßes geschah dermaßen, daß ich bei geschlossenem Ritzenzustand das freie Ende des Gummischlauches in den Mund nahm und in diesem die Luft verdichtete. Infolgedessen entstand eine Druckzunahme in der unteren Hälfte des Kupferrohres. Durch plötzliche Verschiebung des Ventilschlusses öffnete und schloß sich der Spalt. Der momentane Luftstoß erregte den Resonator in seiner Eigenfrequenz genau so, wie in der Wirklichkeit die Stimmritzensprengung [2]) Die so erhalteuen Abklingbilder erhalten außer der gut bestimmbaren Eigenfrequenz auch störende Frequenzen, die nicht vollkommen eliminiert werden können (Abb. 3).

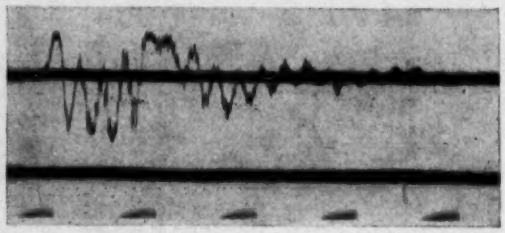


Abb. 3. Aufnahme Nr. 800 Mod. I., $\nu_0 = 460$ Hz (Zeitmaß Hundertstelsekunden)

Um die Untersuchungsziele zu erreichen, ist diese Erregungsmethode gar nicht notwendig. Die alte Klopfmethode erwies sich für die Untersuchungen als bestgeeignet und ist gleichzeitig auch hinreichend.

Zur Aufnahme diente die Apparatur von F. TRENDELENBURG [6]) mit Kondensatormikrophon (Riegger) und Schleifenoszillographen Eigenfrequenz 11 250 Hz). Die Abklingbilder wurden auf Registrierpapier in 4 Reihen aufgenommen, so daß das Papier bei jeder Aufnahme einen Umlauf machte. Die Hundertstelsekunden wurden an der unteren Seite des Papierstreifen registriert. Die 250 Aufnahmen wurden größtenteils vom Abklingen des I. und II. Modells angefertigt.

Ergebnisse

1. Abhängigkeit der Resonanzfrequenz (ν_0) von dem Ritzenzustand

Das Abklingen der Eigenfrequenz der einzelnen Höhlen habe ich bei verschieden weiten offenen bzw. geschlossenen Stellungen des Schlitzes erregt. Die durch Klopferregung erhaltenen Abklingkurven sind in der Regel reiner; bei der Funkenknallerregung treten auch hier

[4]) G. v. BÉKÉSY, Akust. Z. 2 (1937), S. 223; T. v. TARNÓCZY, Akust. Z. 8 (1943), S. 22, ferner 2.

[5]) W. TRENDELENBURG, S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. 22 (1936), S. 308.

[6]) F. TRENDELENBURG, Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 3 (1924), S. 43; 4 (1924), S. 1.

störende Frequenzen auf. Das Modell wurde beim Klopfen stets seitlich an ein und derselben Stelle erregt, die Funkenknallerregung wurde im Höhlenzentrum vorgenommen. Ich untersuchte die Abklingbilder bei einer Schlitzöffnung von ungefähr 1 cm² und $^1/_2$ cm², ebenso

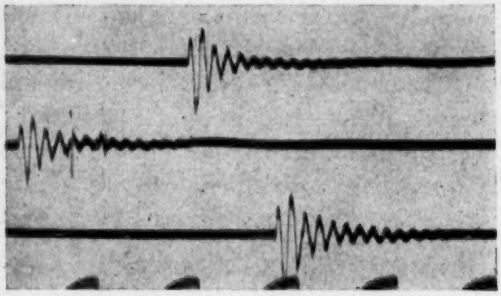


Abb. 4. Aufnahme Nr. 858 Mod. II. (Abklingbilder bei 1 cm² = ○, $^1/_2$ cm² = D, und geschlossener Zustand = ●, ν_0 = 780, 760 und 730 Hz)

auch bei geschlossenem Zustande; alle anderen Umstände bleiben die gleichen. In Abbildung 4 sind die Abklingbilder der Eigenfrequenz der II. Resonatorhöhle bei verschiedenem Schlitzenstand sichtbar. Die Erregung geschah durch Klopfen. Es ist bemerkenswert, daß die Abklingdaten eine recht gute Übereinstimmung mit den entsprechenden Werten der natürlichen Höhlen zeigen. Die Ergebnisse der Modelle I und II sind in den beiden ersten Tabellengruppen aufgeführt.

Zur Streuung der einzelnen Werte möchte ich bemerken, daß bei den einzelnen Aufnahmegruppen die Resonatorhöhle nicht immer in gleicher Weise auf

Tabelle 1

Eigenfrequenzen des Modells I. (Vokal o) bei verschiedenen Stimmritzen

a) Ohne Gummirohr

Aufn. Nr.	○	D	●
812	580		460
813	580		470
814	600		480
844	540	525	460
846	530	500	440
856	540	520	460
857	550		460
Mittelwert:	560	515	460

b) Mit 60 cm Gummirohr

Aufn. Nr.	○	D	●
812	540		460
814	540		480
820	540	520	
824	520		460
840	520	500	470
842	520	500	460
850	510		460
Mittelwert:	525	505	465

Tabelle 2

Eigenfrequenzen des Modells II. (Vokal a) bei verschiedenen Stimmritzen

a) Ohne Gummirohr

Aufn. Nr.	○	D	●
815	900		700
816	880	800	
845	800		700
847	800	780	710
858	780	760	730
Mittelwert:	830	780	710

b) Mit 60 cm Gummirohr

Aufn. Nr.	○	D	●
815	720		700
816	740	700	
825a	770	750	
841	760	760	720
843	800	760	700
851	730		680
855		730	720
Mittelwert:	755	740	705

das Kupferrohr aufgezogen werden konnte, infolgedessen blieb auch der Rauminhalt, sowie die Resonanzfrequenz nicht genau der gleiche. Darin liegt begründet, daß die Aufnahmen Nr. 812, 813 und 814 im Durchschnitt andere Werte ergeben wie Nr. 844, 846, 856 und 857. Die Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der Schlitzöffnung ist davon unabhängig klar zu erkennen.

Aus den Tabellenwerten ist folgendes festzustellen:

α) Die Eigenfrequenz des I. Modells ist bei geschlossenem Schlitz $\bar{\nu}_0 = 460$ Hz, die des II. Modells liegt um 710 Hz. Diese beiden Werte entsprechen den Eigenfrequenzen der

natürlichen Vokale *o* und *a* bei geschlossenem Stimmritzenzustand.

β) Durch Öffnen oder Vergrößern des Schlitzes steigt die Eigenfrequenz. Das Verhältnis der beiden Eigenfrequenzwerte (ν_0 im offenen Zustand, $\bar{\nu}_0$ im geschlossenen Zustand) liefert folgende dimensionslose Zahlen $\mu = \frac{\nu_0}{\bar{\nu}_0}$.

Modell I		Modell II	
ohne Gummirohr	mit 60 cm Gummirohr	ohne Gummirohr	mit 60 cm Gummirohr
O/● 1,22	1,13	1,17	1,07
D/● 1,12	1,09	1,10	1,05

Aus dieser Zusammenstellung ist ersichtlich, daß ein größerer Schlitz größere Frequenzänderung verursacht.

γ) Außerdem können wir feststellen, daß bei den Höhlen mit höheren Formanten (Eigenfrequenzen) die Frequenzänderung bei derselben Ritzengröße geringer ist.

δ) Ebenso ergab sich die Tatsache, daß ein längeres Rohr ebenfalls eine geringere Frequenzänderung in Abhängigkeit von der Schlitzgröße bewirkt.

Bei den Untersuchungen mit natürlichen Höhlen erhielten wir für die Vokale *o* und *a* die μ-Werte 1,49 bzw. 1,36[7]). Für die Höhlen mit höherem Formant können wir auch hier eine kleinere Frequenzänderung feststellen, was mit der Theorie der HELMHOLTZ-Resonatoren im Einklang steht. Bringen wir nämlich an einer Höhle eine zweite Öffnung an (= Stimmritze, die erste = Mundöffnung), dann hängt die Frequenzerhöhung von dem Verhältnis der beiden Öffnungen ab. Daß bei den natürlichen Höhlen das μ einen größeren Zahlenwert hat, bedeutet also entweder, daß die ganze Stimmritzenöffnung größer ist, wie die unseres Modells; oder (siehe *δ*), daß an dem Ersatzmodell ein kürzeres Rohr den natürlichen unteren Höhlen entspricht. Diese Frage werden wir im weiteren noch näher untersuchen.

[7]) Vokal o: $\bar{\nu}_0 = 470$ Hz, $\nu_0 = 680$ Hz; Vokal a: $\bar{\nu}_0 = 710$ Hz, $\nu_0 = 1000$ Hz (siehe 2).

2a. Die Rolle der unteren Höhlen in bezug auf die Änderung der Eigenfrequenz

Um diese Frage zu klären, habe ich mit Gummirohren verschiedener Länge Versuche angestellt. Im Hinblick darauf, daß die natürliche Luftröhre Gewebestruktur hat, taucht zunächst die Frage auf, ob sie eher mit einer offenen oder geschlossenen Röhre zu ersetzen ist. Die Anwendung der Theorie der HELMHOLTZ-Resonatoren gibt für diese Frage eigentlich schon die Antwort: Die Ersatzröhre müssen wir offen halten. Ein geschlossenes Rohr würde nämlich einen gerade entgegengesetzten Effekt, also Frequenzsenkung ($\mu < 1$) hervorrufen (Abb. 5). Da wir nun die Luftröhre mit den dazugehörigen unteren Höhlen bei oberflächlicher Betrachtung als geschlossen annehmen, ist diese für natürliche Höhlen gefundene Erscheinung ($\mu > 1$) unerwartet.

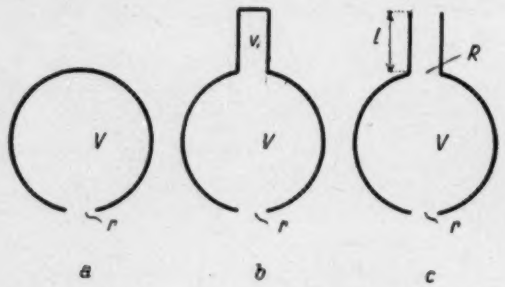


Abb. 5. a) Die natürliche Resonatorhöhle: $\bar{\nu}_0 = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{2r}{V}}$;
b) Anschluß eines geschlossenen Rohres vergrößert nur das Volumen, senkt also die Eigenfrequenz:

$$\nu_{01} = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{2r}{V+V_1}};$$

c) Bei offenem Rohr geht der Halbmesser der Öffnung quadratisch in die Formel ein:

$$\nu_{02} = \frac{c}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{V}\left(2r + \frac{\pi R^2}{l+\pi/2R}\right)}$$ [8])

Die Versuchsergebnisse bringt Tabelle 3.

Die Ergebnisse der Versuche zeigen, daß das Öffnen des Schlitzes bei geschlossenem Rohr gar keine Frequenzänderung verursacht (Abb. 6). Innerhalb der Streugrenzen stimmen die Werte 465 und 470 Hz der Tabelle 3 mit denen (460 und 465 Hz) der Tabelle 1 überein.

[8]) F. TRENDELENBURG, Akustik. Berlin (1939), S. 162—164.

Tabelle 3

Eigenfrequenzen des Modells I. (Vokal o) mit geschlossenem und offenem Rohrende. (Ritze geöffnet)

a) Ohne Gummirohr

Aufn. Nr.	⊕	○
812		580
813	460	580
814	480	600
844	450	540
856	440	540
857	460	550
Mittelwert:	465	565

b) Mit 60 cm Gummirohr

Aufn. Nr.	⊕	○
812	480	540
814	500	540
824		520
840	460	520
842	450	520
850	460	510
Mittelwert:	470	525

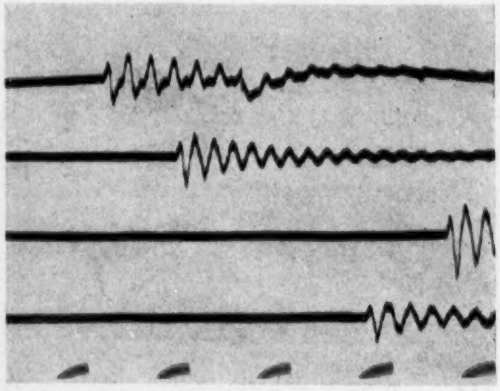


Abb. 6. Aufnahme Nr. 856. Mod. I. (Abklingbilder bei: abgeschlossenes Rohr mit 1 cm² Schlitz = ⊕, offenes Rohr Schlitzenzustände ○ D ●. $\nu_0 = 440$, 540, 520 und 460 Hz)

Ein geschlossenes Rohr kann also schon auf Grund der Versuche nicht dem natürlichen Zustand entsprechen, da die Frequenzänderung infolge des Schließens und Öffnens der Stimmritze eine Tatsache ist.

Das erste Bild in Abb. 6 wurde mit abgeschlossenem Rohr, das zweite Bild mit offenem Rohr angefertigt. In beiden Fällen war der Schlitz offen. In dieser Gegenüberstellung können wir außer den Frequenzunterschieden auch feststellen, daß im Falle des abgeschlossenen Rohres Störungen auftreten können, die gleichzeitig bei Anwendung des offenen Rohres nicht in Erscheinung treten. Diese Störungen, die gegebenenfalls als Reflexionserscheinungen zu deuten sind, treten bei der Klopferregung der natürlichen Höhlen nie auf. Das ist ganz natürlich, wenn wir die infolge der weiteren Verzweigung der Luftröhre auftretende große Dämpfung berücksichtigen.

Die Ergebnisse der Untersuchung mit offengehaltenen Röhren verschiedener Länge sind in der Tabelle 4 größtenteils zusammengefaßt.

Tabelle 4

Eigenfrequenzen bei verschiedenen Rohrlängen

a) Modell I. (Vokal o)

Aufn. Nr.	—	+ 30	+ 60
812	580		540
813	580		520
814	600		540
820			540
824		550	520
850		540	510
852	580	520	500
856	600	550	520
Mittelwert:	590	540	525

b) Modell II. (Vokal a)

Aufn. Nr.	—	+ 30	+ 60
815	900	780	720
816	880		740
825	900		800
841			760
845	800		720
851		760	730
857	840	780	740
Mittelwert:	865	775	745

Die einzelnen Spalten führen die Eigenfrequenzen der Modelle stets bei maximaler Schlitzöffnung an. Als Ersatz für die unteren Höhlen wurde das Kupferrohr von 15 cm Länge, ferner das Gummirohr von 30 cm bzw. 60 cm Länge nacheinander angeschlossen. Wenn wir die

μ-Werte $\left(\mu = \frac{\nu_0}{\bar{\nu}_0}\right)$ in Abhängigkeit von der Rohrlänge graphisch darstellen, bekommen wir

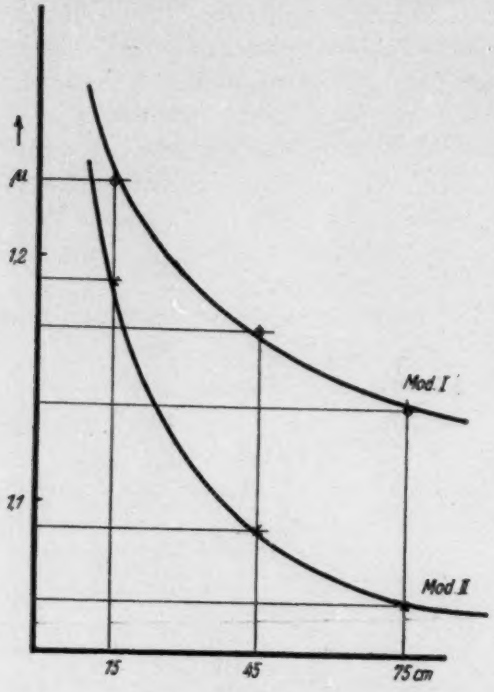


Abb. 7. μ in Abhängigkeit von den verschiedenen Rohrlängen

unter Auswertung aller Versuchsergebnisse, die in Abb. 7 dargestellten Kurven.

Der Verlauf der Kurven weist darauf hin, daß für die Darstellung der natürlichen Verhältnisse das Ersatzrohr ziemlich kurz sein muß. Die Verhältniszahlen sind nämlich viel kleiner, als bei natürlichen Höhlen ($\mu = 1{,}49$ bzw. $\mu = 1{,}36$ bei natürlichen Höhlen). Selbst wenn wir annehmen, daß gegebenenfalls die natürliche Stimmritze eine größere Ausdehnung als 1 cm² hat, so können wir diese großen μ-Werte mit einigen Zentimeter Rohrlänge erreichen. Diese Tatsache konnte auch abgesehen von Extrapolation der Kurven experimentell nachgewiesen werden. Ich habe die Höhlen ohne jedes Ansatzrohr erregt und habe auf diese Weise entsprechende, ja sogar größere μ-Werte erreicht, sobald ich die Öffnung etwas vergrößerte.

Die Ergebnisse dieser Modellversuche unterstützen in jeder Hinsicht die Analogie der HELMHOLTZ-Resonatoren und insbesondere die Annahme, daß die Öffnung zur Luftröhre einer solchen in den freien Raum gleichwertig zu betrachten ist.

2b. Die Beständigkeit des Dekrementes

Die obigen Ergebnisse lassen also die Folgerung zu, daß vom Standpunkt der Vokalresonanzen die Höhlen unterhalb der Stimmritze als freier Raum anzusehen sind.

α) Daraus läßt sich sofort folgern, daß eine wesentliche Änderung des Dekrementes bei offener und geschlossener Stimmritze nicht zu erwarten ist, da die Fläche der Stimmritze im Verhältnis zur inneren Fläche der Höhle sehr klein ist. Die Versuche bestätigen das. Die Dekrementwerte der Abklingbilder (siehe Abb. 8) stimmen bei geschlossenem und offenem Zustand der Stimmritze im wesentlichen überein.

β) Die Modellhöhle höherer Eigenfrequenz ist stärker gedämpft, weil die Fläche der „Mundhöhle" zur ganzen inneren Fläche schon kommensurabel ist, und die Mundöffnung der Höhle höherer Eigenfrequenz größer ausgebildet ist (vgl. Abb. 6 und 8). Für natürliche Höhlen sind andere Feststellungen gültig, weil in solchem Falle die Art der Wände auch einer Änderung unterworfen ist.

γ) Schließlich kann auch die Art und Stelle der Erregung einen nachweisbaren Unterschied

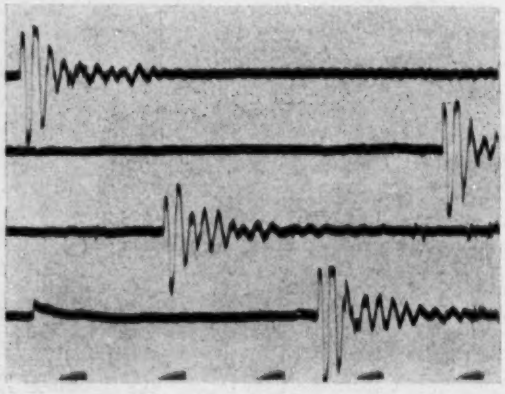


Abb. 8. Aufnahme Nr. 851. Mod. II. (Abklingbilder bei 60 cm Gummirohr ●, ○ und 30 cm Gummirohr ○, ● $\nu_0 = 680$, 730, 760 und 680 Hz, $\Lambda = 0{,}51$, 0,46, 0,53 und 0,42)

zeigen. Dieses Ergebnis ergab sich schon bei der Untersuchung der natürlichen Höhlen.

Zusammenfassung

Als Ergänzung der bisherigen Untersuchungen über Resonanz an natürlichen Höhlen haben wir die Resonanzverhältnisse bei Modellen ermittelt.

a) Die Ergebnisse zeigen, daß die Eigenfrequenz der Höhlen mit der Vergrößerung der Stimmritze steigt. Die Frequenzänderung ist bei Höhlen mit niedrigem Formant (Eigenfrequenz) relativ größer.

b) Die Versuche mit offenen und geschlossenen Ersatzluftröhren verschiedener Länge zeigen, daß den natürlichen Verhältnissen ein solches Modell am besten entspricht, bei welchem die Stimmritze unmittelbar in den freien Raum mündet. Damit fand die Anwendung der Analogie der HELMHOLTZ-Resonatoren für die Frequenzänderung verursacht durch die Stimmritze ihre experimentelle Bestätigung, denn diese Theorie setzt gerade eine Einmündung in den freien Raum voraus.

c) Die Dekremente ändern sich mit dem Öffnen der Stimmritze nicht wesentlich. Eine Änderung liegt nur in der Art und in dem verschiedenen Erregungsort bzw. für den natürlichen Fall in der Qualität der Wände begründet.

(Eingegangen am 10. April 1943.)

Über Strahlengeometrie in parallelgeschichteten Medien

Von Wilhelm Gauster-Filek von Wittinghausen

(Mit 16 Textabbildungen)

I. Aufgabenstellung

Es sei ein parallelgeschichtetes Medium vorausgesetzt, bei welchem der Brechungsexponent eine stetige Funktion der Koordinate y senkrecht zu den Schichtebenen (x, z) ist. An Stelle des Brechungsexponenten kann auch der Betrag der Geschwindigkeit v eingeführt werden. Dann ist $v = v(y)$ eine stetige Funktion, von der wir annehmen wollen, daß ihre erste Ableitung stückweise stetig ist. Grenzflächen sollen so weit entfernt vorausgesetzt werden, daß ihr Einfluß nicht zu berücksichtigen ist. Schließlich soll die Strahlung von einem Strahler nullter Ordnung herrühren und das Medium ruhen, so daß der Strahlverlauf rotationssymmetrisch ist (Rotationsachse ist die y-Achse)[1]. Es sollen die geometrischen Eigenschaften der Strahlkurven und der Flächen gleicher Energiedichte untersucht werden, wobei auf die Mediumdämpfung keine Rücksicht genommen wird.

Diese Aufgabe ist beispielsweise für die Unterwasserschalltechnik wichtig, da hier die Untersuchung des Verlaufes der Schallstrahlen in Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt des Seewassers von Bedeutung ist[2]. Auch über die akustische Brechung bei Luftschall liegen Untersuchungen vor[3]. Selbstverständlich können die gleichen Überlegungen auch etwa auf optische Verhältnisse angewendet werden, doch soll hier im folgenden stets nur von Schallstrahlen gesprochen werden, ebenso wie die Schichtebenen in Zukunft als horizontal vorausgesetzt werden. Die vorliegenden Ausführungen sind rein strahlengeometrischer Natur und befassen sich nicht mit der Frage, wieweit in besonderen Fällen die Überlegungen der Strahlengeometrie überhaupt anwendbar sind und auf welche anderen Gesichtspunkte bei

[1]) Die Aussagen über den Strahlverlauf, nicht aber über die Energieverteilung, gelten auch für andere Strahleranordnungen, soweit sie symmetrisch zu einer Ebene senkrecht zur x-z-Ebene sind, und zwar für den Strahlverlauf in dieser Symmetrieebene.

[2]) Vgl. H. LICHTE, Über den Einfluß horizontaler Temperaturschichtung des Seewassers auf die Reichweite von Unterwasserschallsignalen. Phys. Z. 20 (1919), S. 385—389.

[3]) Vgl. RAYLEIGH, Die Theorie des Schalles, übersetzt von NEESEN, II. Bd., S. 151 u. f. Neue Literatur über Krümmung des Luftschalles vgl. H. SIEG, Über die Schallausbreitung im Freien und ihre Abhängigkeit von den Wetterbedingungen. E. N. T. Bd. 17, 1940, H. 9, S. 193—208.

Lösung konkreter Schallausbreitungsaufgaben Rücksicht genommen werden muß.

II. Geometrische Eigenschaften der Strahlkurven und logarithmisches Geschwindigkeitsdiagramm

Wegen der Symmetrieeigenschaft des betrachteten räumlichen Feldes können alle Feldgrößen als Funktion von x und y dargestellt

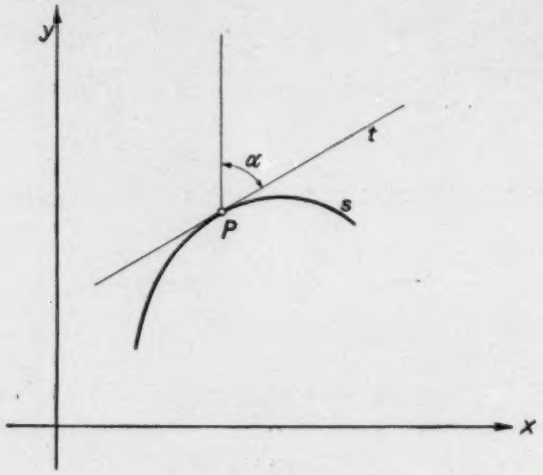


Abb. 1. Strahlkurve

werden. Betrachten wir einen Punkt P auf einer Strahlkurve s (Abb. 1), so soll der Winkel, den die Tangente t mit der Vertikalen einschließt, mit α bezeichnet werden. Bedeutet v den zum Punkte P gehörigen Betrag der Geschwindigkeit, so nimmt das Brechungsgesetz die Form an:

$$\frac{v}{\sin\alpha} = \text{konst.} = \frac{v_0}{\sin\alpha_0} = a\,. \tag{1}$$

Dabei bedeuten v_0 und α_0 zwei zusammengehörige Anfangswerte und die Konstante a hat für jeden Strahl einen bestimmten Wert.

Ist v als Funktion von y vorgegeben (beispielsweise bei Schallausbreitung im Seewasser durch Messung von Temperatur und Salzgehalt[4]), so läßt sich die Gleichung des Schallstrahles auf einfache Weise bestimmen[5]): Aus Abb. 2 folgt zunächst für das Linienelement der Strahlkurve:

$$\frac{dx}{dy} = \operatorname{tg}\alpha = \frac{\sin\alpha}{\sqrt{1-\sin^2\alpha}}\,.$$

Nach Gl. (1) ist $\sin\alpha = \frac{v}{a}$, daher

$$x = \int \frac{v\,dy}{\sqrt{a^2 - v^2}}\,. \tag{2}$$

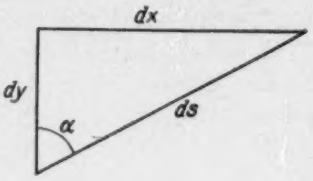


Abb. 2. Linienelement der Strahlkurve

Es soll nun für eine beliebige Geschwindigkeitsverteilung $v(y)$ der Krümmungsradius R der Strahlkurve im Punkt P bestimmt werden. Für R ergibt sich aus Abb. 3 und Abb. 2:

$$R = \frac{ds}{d\alpha} = \frac{dy}{\cos\alpha\,d\alpha}\,.$$

Nach Gl. (1) ist aber:

$$a\cos\alpha\,d\alpha = dv\,,$$

daher:

$$R = \frac{a}{\frac{dv}{dy}}\,. \tag{3}$$

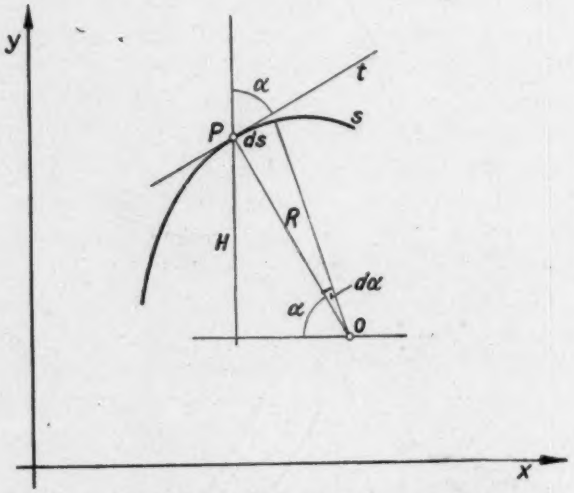


Abb. 3. Zur Strahlkurve gehörige Tangente, Krümmungskreis und „akustischer Horizont"

Für die Größe H ergibt sich aus Abb. 3 unter Berücksichtigung von Gl. (1):

[4]) Streng genommen muß auch der Gehalt an disperser Luft berücksichtigt werden.

[5]) Vgl. RAYLEIGH, a. a. O., S. 154, Gl. (8).

$$H = R \sin \alpha = R \frac{v}{a}$$

$$H = \frac{v}{\frac{dv}{dy}}. \tag{4}$$

Man erkennt, daß H von a unabhängig ist, d. h. also, daß bei beliebiger Geschwindigkeitsverteilung $v(y)$ zu jedem y ein bestimmter „akustischer Horizont" gehört, auf dem die Krümmungs-Mittelpunkte für alle Punkte mit der Ordinate y liegen, gleichgültig welchem Strahl sie angehören.

Eine wichtige geometrische Beziehung erhält man durch Umformung der Gl. (1). Durch Differentiation ergibt sich zunächst:

$$a \cos \alpha \, d\alpha = dv = \frac{dv}{dy} \frac{dy}{dx} dx.$$

Setzt man für $\frac{dy}{dx} = \operatorname{ctg} \alpha$, so folgt unter Berücksichtigung von Gl. (1):

$$d\alpha = \frac{1}{v} \frac{dv}{dy} dx = \frac{d \ln v}{dy} dx.$$

Denkt man sich die Strahlkurve mit irgendeiner beliebig angenommenen Geschwindigkeit durchlaufen, so erhält man für die zeitlichen Ableitungen:

$$\frac{d\alpha}{dt} = \frac{d \ln v}{dy} \frac{dx}{dt}. \tag{5}$$

Diese Beziehung ist von a unabhängig, und gilt daher für alle Strahlkurven mit beliebigen Anfangsbedingungen. Es gehört zu jedem y ein bestimmter Wert von $\frac{d \ln v}{dy}$, der das Verhältnis der Winkelgeschwindigkeit der Drehbewegung der Tangente zu der Horizontalkomponente der Geschwindigkeit darstellt. Diese geometrische Eigenschaft der Strahlkurve kann dazu benutzt werden, um mittels einer mechanischen Vorrichtung („Strahlzeichner") den Strahlverlauf aufzuzeichnen, wenn der Betrag der Geschwindigkeit in Abhängigkeit von y bekannt ist. Darüber soll an anderer Stelle berichtet werden.

Gl. (4) kann auch in der Form

$$\frac{1}{H} = \frac{1}{R \sin \alpha} = \frac{d \ln v}{dy} \tag{5a}$$

geschrieben werden. Für Strahlen mit horizontaler Tangente erhält man[6])

$$\frac{1}{R} = \frac{d \ln v}{dy}.$$

Die Größen H und R können mit positivem und negativem Vorzeichen auftreten. Ersteres bedeutet bei der hier gewählten Bezeichnungsweise Krümmungsmittelpunkt O unterhalb P (wie in Abb. 3), letzteres Krümmung nach der entgegengesetzten Seite.

Bei der graphischen Ermittlung von Schallstrahlen ist es meistens zweckmäßig, den Längen- und Tiefenmaßstab verschieden groß anzunehmen, etwa im Verhältnis 1 : 5 oder 1 : 10. Dann ändert sich die Gestalt der Strahlkurven, es ist aber in einfacher Weise möglich, auch in diesen Fällen Tangentenrichtung und Krümmungsradius zu bestimmen. Dabei kann von folgender Überlegung ausgegangen werden:

Bezeichnet man das Maßstabsverhältnis mit n, so ergibt sich für das Linienelement, entsprechend Abb. 2, nunmehr Abb. 4, die ohne

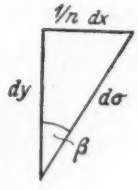


Abb. 4. Linienelement der Strahlkurve bei verschiedenem Längen- und Tiefenmaßstab

weiteres verständlich ist. Die hier für das Linienelement gewählte Bezeichnung $d\sigma$ wird später mit anderer Bedeutung verwendet. Daraus folgt zunächst:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{1}{n} \frac{dx}{dy} = \frac{1}{n} \operatorname{tg} \alpha. \tag{6}$$

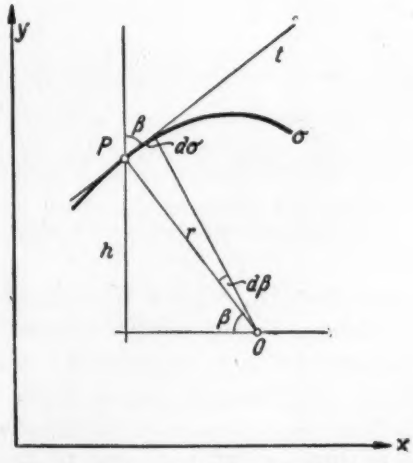


Abb. 5. Zur verzerrten Strahlkurve gehörige Tangente, Krümmungskreis und „akustischer Horizont"

[6]) Vgl. Rayleigh, a. a. O., S. 152—153, Gl. (5).

Der Krümmungsradius r der deformierten Strahlkurve und der Höhenunterschied h zwischen dem Punkt P und dem dazugehörigen Krümmungsmittelpunkt O ergibt sich aus Abb. 5 wie folgt:

$$r = \frac{d\sigma}{d\beta} = \frac{dy}{\cos\beta\, d\beta}.$$

Nach Gl. (6) ist:

$$\frac{d\beta}{\cos^2\beta} = \frac{1}{n}\frac{d\alpha}{\cos^2\alpha}.$$

Setzt man diesen Wert ein, so erhält man

$$r = n\,\frac{\cos^2\alpha\, dy}{\cos^2\beta\, d\alpha}$$

oder unter Berücksichtigung von Abb. 3:

$$r = n\left(\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right)^3 R = \frac{1}{n^2}\left(\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}\right)^3 R.$$

Dies kann auch in der Form

$$r = \frac{1}{n^3}\,\frac{\sin^2\alpha}{\sin^3\beta}\,H \tag{7}$$

geschrieben werden. Für h ergibt sich aus Abb. 5:

$$h = \left(\frac{\sin\alpha}{n\sin\beta}\right)^2 H = \left(\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}\right)^2 H.$$

Zur praktischen Durchführung der Konstruktion von Strahlkurven empfiehlt es sich, unter Benutzung von Gl. (6) ein Winkelmaß herzustellen (siehe Abb. 6). Für bestimmte Maßstabsverhältnisse (z. B. $n = 5$ und $n = 10$) sind die Werte von β aufgetragen und die zugehörigen α-Werte angeschrieben. Ist α bekannt, so kann mit Hilfe des Winkelmaßes in einfachster Weise der Winkel β gezeichnet werden.

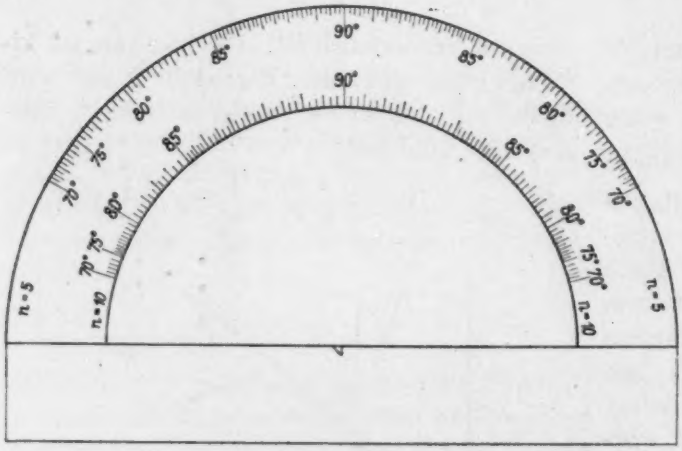


Abb. 6. Winkelmaß zur Konstruktion von Strahlkurven bei verschiedenem Längen- und Tiefenmaßstab

Ein weiteres, und zwar besonders vorteilhaftes Hilfsmittel zur Bestimmung des Strahlverlaufes stellt das „logarithmische Geschwindigkeitsdiagramm" dar. Es soll im folgenden unter Berücksichtigung der für die Unterwasserschalltechnik in Betracht kommenden Zahlenwerte beschrieben werden. Der Betrag der Geschwindigkeit v sei in Abhängigkeit von der Tiefe in der Weise dargestellt, daß an Stelle von v der Wert

$$g(v) = 1000\ \mathrm{Log}\ \frac{v}{1400} \tag{8}$$

aufgetragen wird. Dabei ist $g(v)$ in cm, v in m/sec einzusetzen. Der Tiefenmaßstab kann in irgendeiner geeigneten Weise, etwa 1 cm entsprechend 5 m Tiefe, angenommen werden. Zweckmäßigerweise legt man ein für allemal ein Raster an (in Abb. 7 verkleinert dargestellt), in dem entsprechend Gl. (8) für alle ganzzahligen Werte von v zwischen $v = 1400$ m/sec und $v = 1550$ m/sec Vertikale gezeichnet und von 10 m/sec zu 10 m/sec beschriftet sind, während die Tiefenbezeichnung fortgelassen ist, damit sie fallweise entsprechend gewählt werden kann. Nach Gl. (8) entspricht einer Geschwindigkeitsdifferenz von 1 m/sec eine horizontale Entfernung von etwa 0,3 cm. Gl. (1) kann in der Form

$$g(v) - 1000\ \mathrm{Log}\ (\sin\alpha) = g(a) = g(v_0) - 1000\ \mathrm{Log}\ (\sin\alpha_0) \tag{9}$$

geschrieben werden. Man trägt nun auf einer „α-Schiene" ein für allemal eine Skala entsprechend

$$-1000\ \mathrm{Log}\ (\sin\alpha)$$

auf (Abb. 8). Ist der Anfangswert v_0 gegeben, so wird entsprechend dem Wert α_0 mit Hilfe der α-Schiene die vertikale „a-Gerade" gezeichnet. Für ein beliebiges y kann dann mittels der α-Schiene der zu dem betreffenden y gehörige Wert von α unmittelbar abgelesen werden, indem man den Anfangspunkt der Skala der α-Schiene auf den zugehörigen v-Wert legt und den Schnitt mit der a-Geraden abliest. Der Strahlverlauf kann in erster Annäherung wie folgt bestimmt werden:

Man befestigt ein Zeichenblatt in gleicher Höhe mit dem Raster des v-Diagrammes, so daß mit Hilfe einer Reißschiene die Tiefe in das Geschwindigkeitsdiagramm übertragen werden kann. Dann nimmt man am Zeichenblatt den Ausgangspunkt mit der Ausgangstangente unter dem Winkel α_0 bzw. β_0 an. In entsprechender Höhe über den Ausgangspunkt wird nun eine Horizontale gezogen, die den zugehörigen neuen Geschwindigkeitswert v aus dem Geschwindigkeitsdiagramm und mit Hilfe der α-Schiene den Wert von α ergibt. Mit Hilfe des Winkelmaßes wird der neue Winkel β gezeichnet und dieses Verfahren kann entsprechend fortgesetzt werden. Die Horizontale durch den Scheitel der Strahlkurve ergibt sich aus dem Schnittpunkt des v-Diagrammes mit der a-Geraden, da hier $\alpha = 90°$ und $-1000 \operatorname{Log}(\sin\alpha) = 0$ ist.

Aus der Skala der α-Schiene lassen sich andere Skalen ableiten, die beliebige Funktionen von α (bzw. β unter Benutzung von Gl. (6)) durch einfaches Anlegen zwischen v-Diagramm und a-Geraden ergeben. Beispielsweise kann auf einer „r-Schiene" eine Skala

$$\frac{1}{n^2}\,\frac{\sin^2\alpha}{\sin^2\beta}$$

entsprechend Gl. (7) aufgetragen werden. Der Wert von H kann entsprechend Gl. (5a) unmittelbar aus dem v-Diagramm entnommen werden. Es ist nämlich

$$\frac{1}{H} = \frac{1}{1000\operatorname{Log} e}\,\frac{dg(v)}{dy},$$

d. h. der Wert von $\frac{1}{H}$ ist der Tangentenneigung des v-Diagrammes proportional. Liegt der Tiefenmaßstab fest, so kann ein für allemal eine Art Winkelmaß („H-Maß" (Abb. 9)) gezeichnet werden, das wie folgt zu verwenden

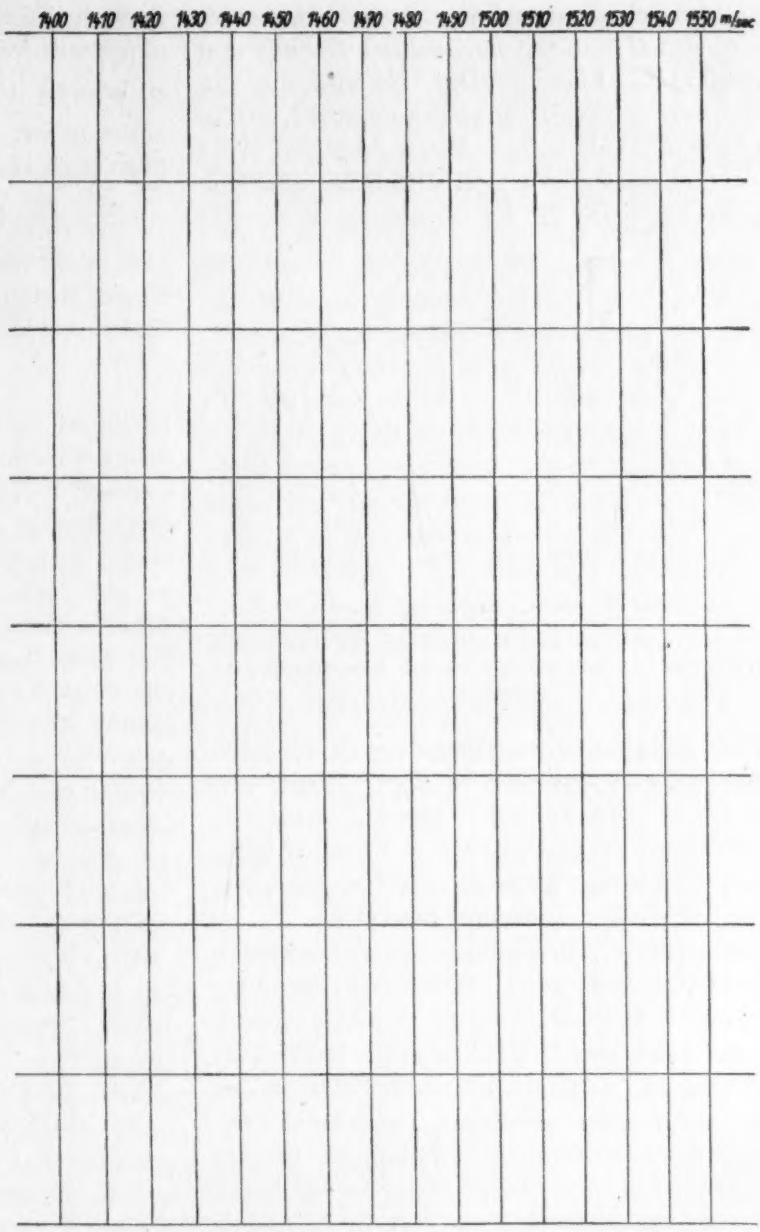


Abb. 7. Raster für logarithmisches Geschwindigkeitsdiagramm

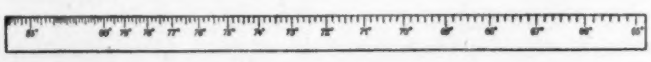


Abb. 8. „α-Schiene" zur Entnahme der Tangentenwinkel der Strahlkurve aus dem logarithmischen Geschwindigkeitsdiagramm

ist: Im betreffenden Punkt des v-Diagrammes wird das H-Maß mit horizontaler Nullinie und vertikaler ∞-Linie angelegt. Es wird nun die Tangente an das v-Diagramm aufgesucht, welche an der H-Skala sofort den zugehörigen Wert von H abzulesen gestattet. Mittels der r-Schiene kann für jedes H der zugehörige Wert des

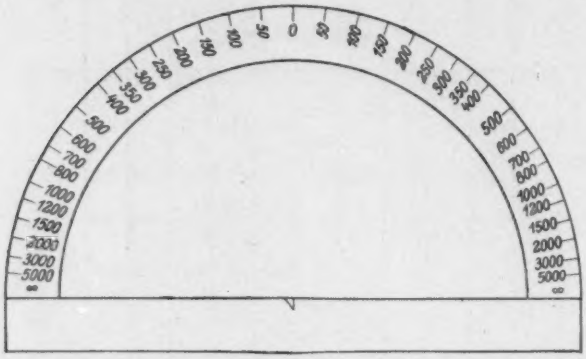


Abb. 9. „H-Maß" zur Bestimmung des akustischen Horizontes aus dem logarithmischen Geschwindigkeitsdiagramm

Krümmungsradius r entsprechend Gl. (7) durch Multiplikation gefunden werden. Dieses Verfahren ist dann besonders leicht anzuwenden, wenn das v-Diagramm, wie es in vielen praktisch wichtigen Fällen zutrifft, aus einzelnen geraden Stücken zusammengesetzt ist.

Mit Hilfe des logarithmischen Geschwindigkeitsdiagrammes ist es also unter Verwendung einfacher Zeichenhilfsmittel (α-β-Winkelmaß, α- und r-Schiene, H-Maß) möglich, Tangentenrichtung und Krümmungskreis der Strahlkurve (bei entsprechend gewählten Tiefen- und Längenmaßstäben) rasch zu bestimmen, und es können so die Strahlkurven bei vorgegebener Geschwindigkeitsverteilung $v(y)$ in beliebiger Annäherung gezeichnet werden.

III. Lineare und logarithmisch-lineare Geschwindigkeitsverteilung

In den meisten praktischen Fällen läßt sich die Funktion $v(y)$ durch einen Linienzug ersetzen, der aus geraden Stücken besteht. Man kann dann die in Betracht kommende Mediumschicht in horizontale Teilschichten zerlegt denken, innerhalb welcher die Geschwindigkeitsverteilung linear ist. Es ist bekannt, daß dann die Strahlkurven durch Kreisbogenstücke dargestellt werden, was unmittelbar aus Gl. (3) zu ersehen ist, da bei konstantem $\frac{dv}{dy}$ auch R konstant ist. Setzt man in Gl. (2) $v = k\,y$, so folgt nach einiger Rechnung:

$$[x - (x_0 + y_0 \operatorname{ctg} \alpha_0)]^2 + y^2 = \left(\frac{y_0}{\sin \alpha_0}\right)^2.$$

Dies stellt die Gleichung eines Kreises dar, dessen Mittelpunkt O sich auf der x-Achse befindet und dessen Radius R durch

$$R = \frac{y_0}{\sin \alpha_0}$$

bestimmt ist (Abb. 10). Dieses bekannte Ergebnis[7]) kann in folgender Form ausgesprochen werden: Verläuft in einer horizontalen Schicht (zwischen y_1 und y_2) die Geschwindigkeit v linear (konstanter Geschwindigkeitsgradient), so sind alle Strahlkurven innerhalb dieser Schicht Kreisbögen, deren Mittelpunkte auf ein und demselben „akustischen Horizont" liegen. Die Ordinate des akustischen Horizontes entspricht dem extrapolierten Geschwindigkeitswert $v = 0$.

Eine andere wichtige Geschwindigkeitsverteilung sei als „logarithmisch-linear" bezeichnet.

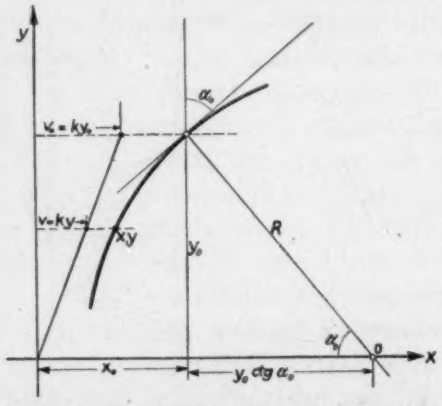


Abb. 10. Lineare Geschwindigkeitsverteilung: Die Strahlkurven sind Kreisbögen, die in einfacher Weise bestimmt werden können

Diese liegt dann vor, wenn im logarithmischen Geschwindigkeitsdiagramm innerhalb einer Teilschicht v durch ein Stück einer Geraden dargestellt wird. Dann sind $g(v)$ und $\ln v$ lineare Funktionen von y und nach Gl. (5a) ist H inner-

[7]) Vgl. H. Mohn, Studien über Nebelsignale. Ann. Hydrogr. **20** (1892), S. 85 und 117.

halb der Teilschicht konstant. Durch Integration folgt unter Berücksichtigung der Anfangsbedingung:

$$v = v_0 e^{\frac{y-y_0}{H}}. \tag{10}$$

Zur Bestimmung der Strahlkurve nach Gl. (2) differenzieren wir zunächst Gl. (10) und erhalten:

$$dv = \frac{v_0}{H} e^{\frac{y-y_0}{H}} dy = \frac{v}{H} dy$$

oder:

$$v\,dy = H\,dv\,.$$

Gl. (2) ergibt:

$$x = \int \frac{H\,dv}{\sqrt{a^2 - v^2}} = H\left(\arcsin\frac{v}{a} - \arcsin\frac{v_0}{a}\right).$$

Nun ist aber nach Gl. (1) $\frac{v}{a} = \sin\alpha$ und somit

$$x = H(\alpha - \alpha_0)\,. \tag{11}$$

Bei der logarithmisch-linearen Geschwindigkeitsverteilung ist also x durch das Produkt aus der konstanten Größe H und der Differenz der im Bogenmaß gemessenen Winkel α bestimmt.

Nach den vorhergehenden Ausführungen kann H mit Hilfe des „H-Maßes" unmittelbar aus dem logarithmischen Geschwindigkeitsdiagramm entnommen werden. Da aus der Skala der „α-Schiene" jede beliebige Funktion von α abgeleitet werden kann, ist es möglich, mit Hilfe einer „α-Bogenmaßschiene" dem Diagramm auch unmittelbar den Wert von α, gemessen im Bogenmaß, zu entnehmen. Damit kann in einfachster Weise für die logarithmisch-lineare Geschwindigkeitsverteilung die Strahlkurve rechnerisch bestimmt werden[8]). Man kann dabei die Tiefen- und Längenmaßstäbe beliebig wählen. Aber auch ohne Benutzung der verschiedenen Hilfsmittel des logarithmischen Geschwindigkeitsdiagrammes ist die Bestimmung des Strahlverlaufes nach Gl. (11) so einfach, daß es meist vorteilhafter ist, an Stelle der linearen die logarithmisch-lineare Geschwindigkeitsverteilung den Betrachtungen zugrunde zu legen.

An einem Zahlenbeispiel soll gezeigt werden, wie groß die Abweichung zwischen dem Strahlverlauf bei linearer und logarithmisch linearer Geschwindigkeitsverteilung ist[9]). Die Dicke der Mediumschicht betrage 10 m, die Geschwindigkeit nehme innerhalb der Schicht von 1470 m/sec auf 1480 m/sec zu. Dann nimmt H bei linearer Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Schicht von 1470 m auf 1480 m zu, während bei logarithmisch-linearer Verteilung H den konstanten Wert von 1474,93 m besitzt, der fast genau das arithmetische Mittel der beiden früher genannten Werte darstellt. Ein Schallstrahl, der gegen die Horizontale um 6° geneigt ist ($\alpha_0 = 84°$), erreicht bei linearer Geschwindigkeitsverteilung eine maximale Höhe von 8,10 m und trifft die Horizontale in 318,7 m Entfernung. Bei logarithmisch-linearer Geschwindigkeitsverteilung betragen diese Werte 8,13 m bzw. 308,9 m.

IV. Verteilung der Energiedichte

Nach den vorangegangenen Ausführungen ist es möglich, bei vorgegebener Geschwindigkeitsverteilung $v(y)$ die geometrische Form der Strahlkurven zu bestimmen. Um auch die Verteilung der Schallintensität (Energiedichte) zu bestimmen, sei von folgender Überlegung ausgegangen:

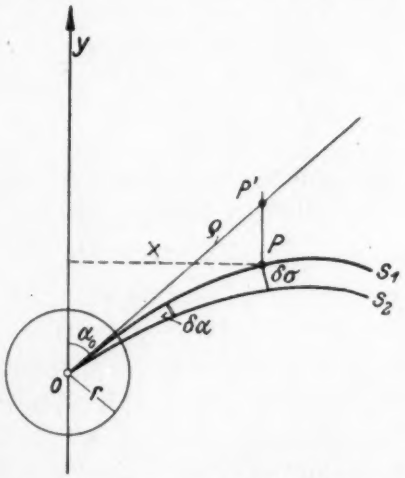


Abb. 11. Zusammenhang zwischen Schallintensität und geometrischer Form der Strahlenkurven bei punktförmiger Schallquelle ohne Mediumdämpfung

[8]) Ist in einem bestimmten Bereich v nahezu konstant, so nimmt H sehr große, $(\alpha - \alpha_0)$ sehr kleine Werte an. Es ist dann vorteilhafter, für das betreffende Stück der Strahlkurve, wie früher angegeben, die Tangente zu bestimmen.

[9]) Einer noch unveröffentlichten Arbeit K. Wolf, Wien, entnommen.

Ein Strahler nullter Ordnung (Kugelstrahler) im Punkte O (siehe Abb. 11) möge die Schallleistung L aussenden. Dann ergibt sich als Wert für die Intensität auf der Oberfläche einer (kleingedachten) Kugel mit dem Halbmesser r der Wert:

$$J = \frac{L}{4\pi r^2}.$$

Es seien nun zwei Schallstrahlen s_1 und s_2 angenommen, deren Tangenten im Punkt O mit der y-Achse die Winkel α_0 und $\alpha_0 + \delta\alpha_0$ einschließen. Dann wird in den Raum zwischen den beiden benachbarten Rotationsflächen, die durch Rotation der beiden Strahlen s_1 und s_2 um die y-Achse entstehen, die Leistung δL gestrahlt, die dem Energieanteil gleich ist, der auf die Kugelzone entfällt, die durch die Strahlen s_1 und s_2 ausgeschnitten wird:

$$\delta L = \frac{L}{4\pi r^2}\, 2\pi r \sin\alpha_0\, r\,\delta\alpha_0 = \frac{L}{2}\sin\alpha_0\,\delta\alpha_0.$$

Unter der gemachten Voraussetzung, daß kein Energieverlust durch Mediumdämpfung auftritt, ergibt sich die Schallintensität in einem Punkt P mit der Entfernung x von der y-Achse zu:

$$J = \frac{\delta L}{\delta F} = \frac{L\sin\alpha_0\,\delta\alpha_0}{4\pi x\,\delta\sigma},$$

$$J = \frac{L}{4\pi\varrho}\frac{\delta\alpha_0}{\delta\sigma}, \tag{12}$$

wenn der senkrechte Abstand zwischen den beiden benachbarten Rotationsflächen mit $\delta\sigma$ und mit $\varrho = \frac{x}{\sin\alpha_0}$ die Strecke $\overline{OP'}$ bezeichnet wird, die auf der Tangente an s_1 durch eine Parallele zur y-Achse PP' abgeschnitten wird.

Sind die geometrischen Verhältnisse sämtlicher durch O gehender Strahlkurven bekannt, so ist es möglich, $\delta\sigma$ als Funktion des Ortes zu bestimmen, und man kann dann mit Hilfe der Gl. (12) auf die Verteilung der Energiedichte schließen. Diese Überlegung kann angewendet werden, wenn der Betrag der Geschwindigkeit v als Funktion von y bekannt ist und wenn in geeigneter Weise, etwa mit Hilfe des erwähnten Strahlzeichners, die Strahlkurven gezeichnet werden können. Dann können die Werte $\Delta\sigma$ als senkrechter Abstand zweier benachbarter Strahlkurven unmittelbar der Zeichnung entnommen werden.

Zur rechnerischen Bestimmung von $\delta\sigma$ als Funktion des Ortes kann von folgender Überlegung ausgegangen werden: Gegeben sei eine Strahlkurve s_1, deren Tangente mit der y-Richtung jeweils den Winkel α einschließt (Anfangswinkel α_0). Dann ist nach Gl. (1) die Geschwindigkeit $v(y)$ durch

$$v(y) = \frac{v_0}{\sin\alpha_0}\sin\alpha$$

gegeben. Irgendeine andere Strahlkurve s_2 (Tangentenrichtung β), die durch den gleichen Anfangspunkt O geht, ist durch

$$\sin\beta = \frac{\sin\beta_0}{v_0}\,v = \frac{\sin\beta_0}{\sin\alpha_0}\sin\alpha$$

bestimmt. Betrachtet man als Strahlkurve s_2 die zu s_1 benachbarte Strahlkurve, so ist

$$\beta = \alpha + \delta\alpha$$
$$\beta_0 = \alpha_0 + \delta\alpha_0$$

und:

$$\sin(\alpha + \delta\alpha) = \frac{\sin(\alpha_0 + \delta\alpha_0)}{\sin\alpha_0}\sin\alpha.$$

Daraus folgt:

$$\delta\alpha = \operatorname{tg}\alpha\operatorname{ctg}\alpha_0\,\delta\alpha_0. \tag{13}$$

Für eine bestimmte Strahlkurve kann α als Funktion von y aufgefaßt werden und mittels Gl. (13) kann dann $\delta\alpha$ ebenfalls als Funktion von y dargestellt werden, wenn die Variation $\delta\alpha_0$ des Anfangswinkels α_0 gegeben ist.

In ähnlicher Weise kann auch der jeweilige Horizontalabstand zweier benachbarter Kurven bestimmt werden:

$$\delta x = \delta\int dx = \delta\int \operatorname{tg}\alpha\, dy$$
$$= \int\frac{\delta\alpha}{\cos^2\alpha}\,dy.$$

Führt man statt dy den Wert $ds\cos\alpha$ (siehe Abb. 2) und statt $\delta\alpha$ den Wert nach Gl. (13) ein, so folgt:

$$\delta x = \operatorname{ctg}\alpha_0\,\delta\alpha_0\int\frac{\sin\alpha}{\cos^2\alpha}\,ds. \tag{14}$$

Für $\delta\sigma$ folgt aus Abb. 12:

$$\delta\sigma = \delta x\cos\alpha$$

$$\delta\sigma = \cos\alpha\operatorname{ctg}\alpha_0\,\delta\alpha_0\int\frac{\sin\alpha}{\cos^2\alpha}\,ds. \tag{15}$$

$$\delta\sigma = \cos\alpha\operatorname{ctg}\alpha_0\,\delta\alpha_0\int\frac{\sin\alpha}{\cos^2\alpha}\,R\,d\alpha. \tag{15a}$$

Ist die geometrische Form der Strahlkurven bekannt, so läßt sich das Integral nach Gl. (15)

auswerten und mit Hilfe der Gl. (12) die Verteilung der Energiedichte bestimmen.

Für den Fall eines konstanten Geschwindigkeitsgradienten ist $R = \text{konst.}$ und Gl. (15a) nimmt folgende Gestalt an:

$$\delta\sigma = \cos\alpha \operatorname{ctg}\alpha_0 \,\delta\alpha_0 R\left(\frac{1}{\cos\alpha} - \frac{1}{\cos\alpha_0}\right)$$

$$= \frac{R}{\sin\alpha_0}(\cos\alpha_0 - \cos\alpha)\,\delta\alpha_0 .$$

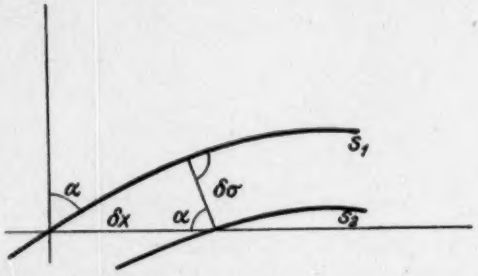


Abb. 12. Bestimmung des senkrechten Abstandes zweier benachbarter Strahlkurven

Nach Abb. 13 ist aber

$$R(\cos\alpha_0 - \cos\alpha) = x$$

und

$$\frac{x}{\sin\alpha_0} = \varrho .$$

Daher kann $\delta\sigma$ in der Form

$$\delta\sigma = \varrho\,\delta\alpha_0 \tag{16}$$

geschrieben werden. Durch Einsetzen in Gl. (12) ergibt sich:

$$J = \frac{L}{4\pi\varrho^2} . \tag{17}$$

Die Formel für die Energiedichte in einem horizontalgeschichteten Medium mit konstantem Geschwindigkeitsgradienten entspricht in ihrem Aufbau vollständig der Formel für die Energiedichte im homogenen Medium. Nur bedeutet ϱ im ersteren Fall nicht den Abstand von der Schallquelle, sondern den Tangentenabschnitt nach Abb. 11.

Man kann nun ϱ durch x und y ausdrücken (Abb. 13). Zu diesem Zweck ermittelt man zunächst den Abstand ξ aus

$$R^2 = \xi^2 + H_0^2 = (\xi - x)^2 + (H_0 + y)^2$$

zu:

$$\xi = \frac{1}{2x}[x^2 + 2H_0 y + y^2] .$$

Nun ist:

$$y + \overline{PP'} = \frac{\xi x}{H_0} = \frac{1}{2H_0}(x^2 + 2H_0 y + y^2) .$$

Daraus folgt:

$$\varrho = \sqrt{x^2 + \left(y + \frac{x^2 + y^2}{2H_0}\right)^2} . \tag{18}$$

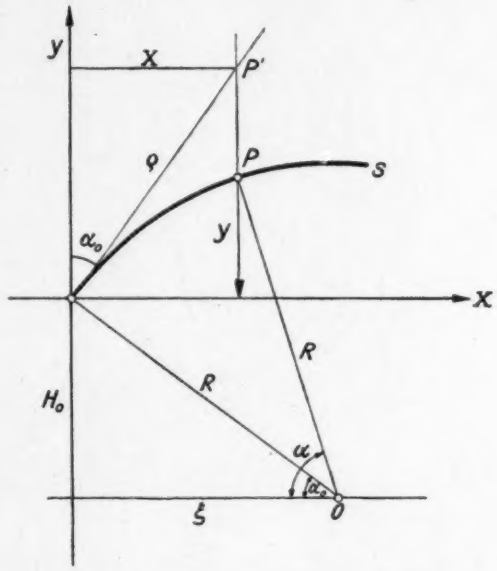


Abb. 13. Lineare Geschwindigkeitsverteilung: Die Schallintensität ist durch den Tangentenabschnitt ϱ mittels der einfachen Beziehung $J = \frac{L}{4\pi\varrho^2}$ bestimmt

Gl. (18) in Gl. (17) eingesetzt ergibt für die Energiedichte im Falle eines konstanten Geschwindigkeitsgradienten:

$$J = \frac{L}{4\pi\left[x^2 + \left(y + \frac{x^2 + y^2}{2H_0}\right)^2\right]} . \tag{19}$$

Bei homogener Geschwindigkeitsverteilung wird $H = \infty$ und J geht in den Wert

$$J = \frac{L}{4\pi(x^2 + y^2)} = \frac{L}{4\pi r^2}$$

über.

Legt man in Gl. (19) J verschiedene konstante Werte bei, so erhält man die Gleichung der Schnittkurven der Rotationsflächen gleicher Energiedichte mit der x-y-Ebene, wobei J als Parameter auftritt. In Abb. 14 ist eine solche Kurvenschar dargestellt, und es wurde der gesamte Verlauf der Kurven gleicher Energiedichte eingezeichnet, trotzdem sie nur teilweise physikalische Bedeutung besitzen. Der lineare

Geschwindigkeitsverlauf läßt sich nur in einem beschränkten Bereich realisieren (siehe später) und verliert insbesondere für negative Werte

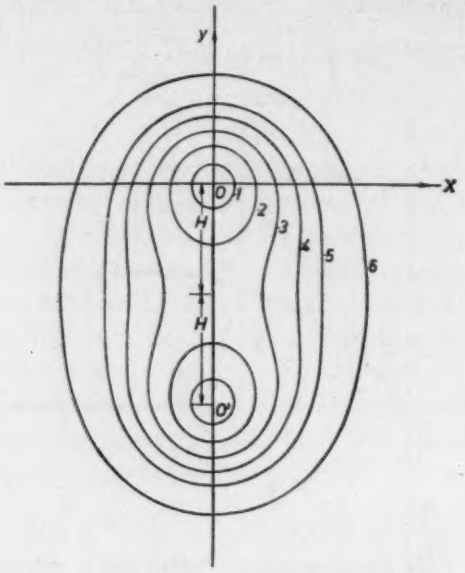


Abb. 14. Kurven gleicher Energiedichte bei linearer Geschwindigkeitsverteilung

des Betrages der Geschwindigkeit den physikalischen Sinn.

Aus Gl. (19) läßt sich nun der Verlauf der Energiedichte J_h in der horizontalen Ebene, die durch den Strahler gelegt ist (x-z-Ebene), sowie der Energiedichte J_v in der Vertikalen (y-Achse), bestimmen. Es ist

$$J_h = \frac{L}{4\pi x^2\left[1+\left(\frac{x}{2H_0}\right)^2\right]} \tag{19a}$$

und

$$J_v = \frac{L}{4\pi y^2\left(1+\frac{y}{2H_0}\right)^2}. \tag{19b}$$

Abb. 15 zeigt den Verlauf von J_h, ausgedrückt durch Prozente der Energiedichte bei homogener Geschwindigkeitsverteilung. Nimmt man H mit 1500 m an (entsprechend einer Zu- oder Abnahme der Schallgeschwindigkeit im Wasser von etwa 1 m/sec pro 1 m Tiefe), so erhält man in 1500 m Entfernung von der Schallquelle 80 %, in 3000 m 50 % und in 6000 m 20 % der Energiedichte bei homogener Geschwindigkeitsverteilung. Für $H = 300$ m, entsprechend ungefähr 5 m/sec Geschwindigkeitsänderung pro 1 m Tiefe, nimmt die Energiedichte wesentlich schneller ab. Diese Überlegungen sind jedoch nur von geringer praktischer Bedeutung, da bei Entfernungen von mehreren 1000 m der Strahl nicht innerhalb einer Schicht mit linearer Geschwindigkeitsverteilung verlaufen wird,

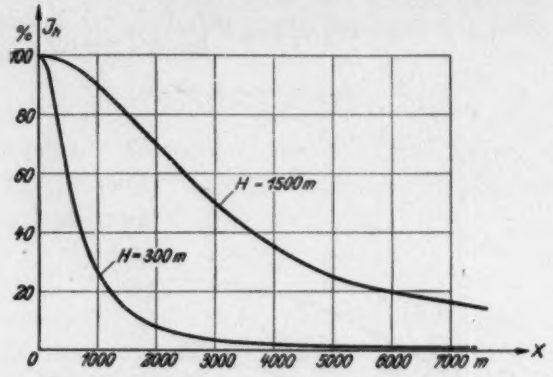


Abb. 15. Verteilung der Energiedichte J_h in der Horizontalebene durch die Schallquelle bei linearer Geschwindigkeitsverteilung, ausgedrückt in % der Energiedichte im homogenen Medium

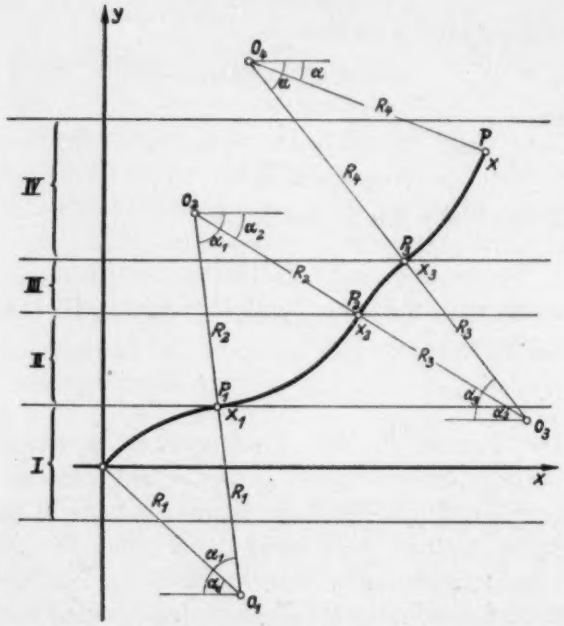


Abb. 16. Bestimmung der Strahlkurven und Energiedichte bei mehreren Teilschichten mit jeweils konstanten Geschwindigkeitsgradienten

sondern im allgemeinen nach Durchsetzen mehrerer Schichten mit verschiedenen Geschwindigkeitsgradienten die Oberfläche bzw. den Grund treffen wird.

Es ist nun in verhältnismäßig einfacher Weise möglich, die Energieverteilung für den Fall zu

bestimmen, daß die Schallstrahlen mehrere Schichten mit verschiedenen konstanten Geschwindigkeitsgradienten durchlaufen. Beispielsweise sind in Abb. 16 vier, mit I bis IV gezeichnete Zonen dargestellt, und es ist der größeren Übersichtlichkeit halber, der praktisch mögliche Fall angenommen, daß die Krümmungsmittelpunkte O_1 bis O_4 jeweils unter- oder oberhalb der zugehörigen Abschnitte der Strahlkurve liegen (positives und negatives H). Um nun die Verteilung der Energiedichte J zu berechnen, kann man wieder von den Gl. (12) und (15a) Gebrauch machen, die ja für jede beliebige Geschwindigkeitsverteilung $v(y)$ gelten. Das Integral nach Gl. (15a) ergibt:

$$\delta\sigma = \cos\alpha \operatorname{ctg}\alpha_0\, \delta\alpha_0 \left[R_1\left(\frac{1}{\cos\alpha_1}-\frac{1}{\cos\alpha_0}\right) + R_2\left(\frac{1}{\cos\alpha_1}-\frac{1}{\cos\alpha_2}\right) + R_3\left(\frac{1}{\cos\alpha_3}-\frac{1}{\cos\alpha_2}\right) + R_4\left(\frac{1}{\cos\alpha}-\frac{1}{\cos\alpha_3}\right)\right].$$

Führt man die Abszissen x_1 bis x_3 und x der Punkte P_1 bis P_3 sowie des Punktes P ein, so erhält man aus Gl. (11):

$$J = \frac{L}{4\pi x \dfrac{\cos\alpha_0\cos\alpha}{\sin^2\alpha_0}\left[\dfrac{x_1}{\cos\alpha_0\cos\alpha_1}+\dfrac{x_2-x_1}{\cos\alpha_1\cos\alpha_2}+\dfrac{x_3-x_2}{\cos\alpha_2\cos\alpha_3}+\dfrac{x-x_3}{\cos\alpha_4\cos\alpha}\right]}.$$

Allgemein nimmt dieser Ausdruck die Form

$$J = \frac{L}{4\pi x \dfrac{\cos\alpha_0\cos\alpha}{\sin^2\alpha_0}\sum\limits_k \dfrac{x_{k-1}-x_k}{\cos\alpha_k\cos\alpha_{k+1}}} \tag{20}$$

an, wenn man die Schreibweise $x_0 = 0$, $x_{n+1} = x$ und $\alpha_{n+1} = \alpha$ benützt. Da die Abszissen x_k und die Winkel α_k aus der gerechneten oder gezeichneten Strahlkurve entnommen werden können, ist damit die Aufgabe allgemein gelöst, in einem horizontal geschichteten Medium, mit verschiedenen Teilschichten mit jeweils konstanten Geschwindigkeitsgradienten die von einem Strahler nullter Ordnung herrührende Energieverteilung zu bestimmen.

Für die logarithmisch-lineare Geschwindigkeitsverteilung läßt sich unter Benutzung der abgeleiteten allgemeinen Beziehungen die Energiedichte für einen beliebigen Punkt leicht berechnen: nach Gl. (15) ist unter Berücksichtigung von Gl. (11):

$$\delta\sigma = H\frac{\sin(\alpha-\alpha_0)}{\sin\alpha_0}\,\delta\alpha_0.$$

Daraus folgt nach Gl. (12):

$$J = \frac{L}{4\pi H^2 \dfrac{(\alpha-\alpha_0)\sin(\alpha-\alpha_0)}{\sin^2\alpha_0}}. \tag{21}$$

Für Punkte, deren Entfernung klein zur Größe H ist, unterscheidet sich die Energieverteilung nach Gl. (21) sehr wenig von der für die lineare Geschwindigkeitsverteilung geltenden nach Gl. (17) und ebenso von der Energieverteilung, die für das homogene Medium gilt. Die Abweichung ist durch Glieder zweiter Ordnung gegeben. Es ist daher praktisch belanglos, nach welcher Formel man rechnet. Für größere Entfernungen muß, wie früher erwähnt, darauf Rücksicht genommen werden, daß der Schallstrahl mehrere Schichten durchsetzt, und ist es dann zweckmäßig, lineare Geschwindigkeitsverteilung vorauszusetzen und nach Gl. (20) zu rechnen.

V. Zusammenfassung

Es werden für ein parallel geschichtetes Medium mit beliebiger Geschwindigkeitsverteilung die geometrischen Eigenschaften der Strahlkurven untersucht. Zur zeichnerischen und rechnerischen Behandlung numerischer Aufgaben erweist sich die Verwendung eines „logarithmischen Geschwindigkeitsdiagrammes" sowie verschiedener Zeichenbehelfe als vorteilhaft. Auf eine Vorrichtung zur mechanischen Aufzeichnung von Strahlkurven „Strahlzeichner" wird hingewiesen. Es wird der Fall des linearen Geschwindigkeitsverlaufes, sowie jener Geschwindigkeitsverteilung besprochen, die sich bei geradlinigem Verlauf des logarithmischen Geschwindigkeitsdiagrammes ergibt (logarithmisch-lineare Geschwindigkeitsverteilung). Es ist möglich, für beide Fälle einfache Ausdrücke für die Energiedichte anzugeben und es wird schließlich die Energieverteilung berechnet, die in einem Medium auftritt, das aus mehreren Schichten mit verschiedenen konstanten Geschwindigkeitsgradienten besteht.

(Eingegangen am 16. Juni 1943.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Karl Patermann

274.

Deutsches Patent Nr. 705017, patentiert vom 31.12.35, ausgegeben am 15. 4. 41

Carl-Hans Nolte in Berlin-Wannsee

Schaltungsanordnung zur Vermittlung akustischer Darbietungen

Die Erfindung betrifft eine Schaltungsanordnung zur Vermittlung akustischer Darbietungen, insbesondere über das Leitungsnetz einer Fernsprechanlage, wobei eine die Darbietungen enthaltende Tonspur abgetastet und in elektrische Schwingungen umgewandelt wird, die auf die Empfangseinrichtungen der sich anschaltenden Teilnehmer übertragen werden. Das Wesen der Erfindung besteht darin, daß von mehreren Abtaststellen, die auf der Länge einer mehrere Darbietungen hintereinander enthaltenden Tonspur verteilt sind, jeweils diejenige Abtaststelle, die beim Anruf eines Teilnehmers einem dem Anfang einer Darbietung entsprechenden Teil der Tonspur am nächsten liegt, mit Hilfe von jeder Abtaststelle zugeordneten Steuermitteln, z. B. Kontakte, die durch am Tonträger angebrachte Marken gesteuert werden, in einen Freizustand versetzt wird, der bewirkt, daß die Schaltvorrichtung (z. B. ein Leitungswähler) des sich einschaltenden Teilnehmers eine Verbindung mit dieser Abtaststelle herstellt.

275.

Deutsches Patent Nr. 705154, patentiert vom 1. 9. 32, ausgegeben am 18. 4. 41

Dr.-Ing. Friedrich Trautwein in Berlin-Zehlendorf

Vorrichtung zur mehrfachen Stimmenausnutzung in elektrischen Musikinstrumenten

Zusatz zum DRP. 691951 vom 5. 3. 31

Vorrichtung zur mehrfachen Stimmenausnutzung in elektrischen Musikinstrumenten, bei welchen eine beschränkte Anzahl von einstimmigen, den gesamten Tonhöhenbereich beherrschenden Tongeneratoren vermittels einer Selbstwählvorrichtung mit der Klaviatur verbunden ist, nach Patent 691951, dadurch gekennzeichnet, daß ein selbsttätiger Umschalter in Tätigkeit gesetzt wird, sobald alle Tongeneratoren besetzt sind und weitere Töne auf der Klaviatur gespielt werden, welcher in einem oder mehreren der Generatoren je zwei oder mehr zusätzlich gespielte Noten wechselzeitig in rascher Aufeinanderfolge als Wechseltremolo zum Erklingen bringt.

276.

Deutsches Patent Nr. 705417, patentiert vom 23.11.37, ausgegeben am 28. 5. 41

Aktiengesellschaft Brown, Boveri & Cie. in Baden, Schweiz;

Erfinder: Dipl.-Ing. Gustav Guanella

Verfahren und Einrichtung zur Bestimmung der Einfallsrichtung von Schwingungsvorgängen

Verfahren zur Bestimmung der Einfallsrichtung von Schwingungsvorgängen durch Vergleich ihrer totalen Laufzeiten, dadurch gekennzeichnet, daß bei Aufnahme eines ein breiteres Band umfassenden Schwingungsspektrum zwei diesem Spektrum zugeordnete, nicht sinusförmige elektrische Spannungen erzeugt werden, wobei frequenzgleichen Komponenten der zu vergleichenden Schwingungen frequenzgleiche Komponenten dieser beiden Spannungen mit einem um wenigstens annähernd 90° geänderten gegenseitigen Phasenunterschied entsprechen und aus diesen zugeordneten Spannungen dann durch gegenseitige Modulation eine Kontrollspannung gewonnen wird, deren Gleichstromkomponente nach Größe und Vorzeichen kleinen Laufzeitunterschieden der zu vergleichenden Schwingungen entspricht.

277.

Deutsches Patent Nr. 705440, patentiert vom 15. 9. 36, ausgegeben am 28. 4. 41

Associated Electric Laboratories, Inc. in Chicago, Ill., V. St. A.

Mikrophon

Die Erfindung betrifft ein Mikrophon, bei welchem die Kohlekörnerkammer aus zwei mit ihren Öffnungen zueinander gerichteten gewölbten Hälften gebildet wird, von denen eine an der Membran befestigt ist. Insbesondere wird durch die neue Ausbildung der elektroakustisch wirksam werdenden Teile eine Unabhängigkeit der mikrophonischen Wirkung von der jeweiligen Lage des Mikrophons bei gleichzeitiger Verbesserung der Stromdurchgangsverhältnisse in der Kohlekörnerkammer erzielt.

278.

Deutsches Patent Nr. 705441, patentiert vom 12. 1. 38 ausgegeben am 28. 4. 41

Telefunken Ges. für drahtl. Telegraphie m. b. H. in Berlin-Zehlendorf;

Erfinder: Albert Kübel

Lautsprechermembran

Da der Umfang der von den bekannten Lautsprechern wiedergegebenen Frequenzen nur einen

Teil der für die hochwertige Wiedergabe notwendigen Frequenzbandbreite umfaßt, war man für Qualitätswiedergabe bisher gezwungen, zwei oder auch mehrere Lautsprecher gleichzeitig zu verwenden, wobei man jedem Lautsprecher einen bestimmten Frequenzbereich zuteilte und die einzelnen Lautsprecher diesen Frequenzgebieten entsprechend ausbildete. Die Hauptursache ist aber die verhältnismäßig kleine Strahlungsdämpfung der Membran außerhalb ihrer Strahlungsresonanzen im Vergleich zu den schwingenden Massen. Trichter brachten etwas Besserung. Die besten Wiedergabeverhältnisse werden durch die Verwendung von tief abgestimmten Membranen in Kegelform aus Pappenguß mit großer Eigendämpfung des Werkstoffs geschaffen. Diese Membranen stellen aber eine Kompromißlösung zwischen der Steifheit und der Eigendämpfung des Membranwerkstoffs dar, die nur in Teilgebieten günstige Wiedergabeverhältnisse ergibt.

Günstigere Abstrahlung der hohen Frequenzen gegenüber der Papier- oder Pappengußmembran wird durch eine Glimmermembran erreicht. Die Nutzdämpfung des Glimmers liegt etwa um 300 % höher als die von Papier und ähnlichen Stoffen. Der Elastizitätsmodul vom natürlichen Spaltglimmer gleicht mit zweimal 10^6 kg/cm² dem des Stahls. Das spezifische Gewicht beträgt gegenüber dem Stahl jedoch nur 2,8. Glimmerplattierungen genügen bereits. Öffnungswinkel der Membran zwischen 135 und 140°.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

E. Rausch, **Maschinenfundamente und andere dynamische Bauaufgaben,** III. Teil (1942). VDI-Verlag.

Den beiden Teilen seines Werkes (von denen der erste allgemeine Konstruktions- und Berechnungsgrundlagen und die durch Stoßwirkung beanspruchten Gründungen, der zweite die periodisch beanspruchten Kastenfundamente behandelte) läßt der Verfasser nun den dritten Teil folgen und schließt damit das Werk ab.

Der erste Abschnitt dieses Teiles behandelt die Rahmenfundamente, zu denen vor allem die Dampfturbinenfundamente gehören, und die im Gegensatz zu den Kastenfundamenten nicht mehr als starre Körper betrachtet werden können, bei denen vielmehr das Schwingungsverhalten der Einzelteile in Betracht gezogen werden muß. Dieser Abschnitt ist der umfangreichste des neuen Buchteils. Einleitend schildert der Verfasser die geschichtliche Entwicklung, gibt sodann die „Richtlinien für den Bau von Dampfturbinenfundamenten in Eisenbeton", die unter seiner wesentlichen Mitwirkung (in der Deutschen Gesellschaft für Bauwesen) zustande kamen im Wortlaut wieder und schließt Erläuterungen zu diesen Richtlinien an. Diese Erläuterungen bilden den wesentlichsten Teil der Darlegungen; sie enthalten die eigentlichen schwingungstechnischen Lehren. Die Form, in die sie gekleidet werden, mutet allerdings den schwingungstechnisch Geschulten gelegentlich etwas fremdartig an; sie kommt aber wohl der ganz auf statisches Denken eingestellten Betrachtungsweise der Bauingenieure entgegen. Sodann folgt eine Zusammenstellung von „Erfahrungswerten für Dampfturbinenfundamente", in der in Abhängigkeit von der Maschinenleistung eine Reihe von Größen wie Maschinengewicht, Läufergewicht, umbauter Raum, Betonbedarf, Rundeisenbedarf u. dgl. angegeben werden. Schließlich folgen eine große Anzahl von Ausführungsbeispielen über Dampfturbinenfundamente in Eisenbeton und einige Worte über Turbinenfundamente in Stahlkonstruktion.

Mehr als der soeben erwähnte Abschnitt über Fundamente interessieren den Leser dieser Zeitschrift wohl die folgenden Abschnitte. Sie behandeln 2. die Aufstellung von Maschinen in Gebäuden auf Decken und Trägern, 3. Schwingungsschäden sowie Maßnahmen für den Erschütterungsschutz von Bauwerken und 4. unter der Sammelüberschrift „andere dynamische Bauaufgaben" eine Reihe von Beispielen, wie Schwingungen einer Maschinenhalle, Schwingungen von hohen Schornsteinen, Glockentürmen, Brücken, Wehranlagen u. dgl. In diesen reichhaltigen Abschnitten findet man eine Zusammenstellung bewährter Regeln und Abhilfemaßnahmen, wobei auch akustische Gesichtspunkte berücksichtigt werden.

Alle Abschnitte des Buches spiegeln die gewaltige Menge von Erfahrungsstoff wieder, die der Verfasser in seiner Berufstätigkeit zu sammeln Gelegenheit hatte; er verdient den Dank der Fachgenossen dafür, daß er diese vielfältigen Erfahrungen zum Nutzen anderer bereit gestellt hat.

Zwei Eigentümlichkeiten, die aus alten Zeiten des Ingenieurwesens stammen und die sich im Bauingenieurwesen erstaunlicherweise länger als in den übrigen Zweigen der Technik zu halten scheinen, finden sich auch in diesem Werk: 1. Viele Gleichungen sind nicht als Größengleichungen, sondern als Zahlenwertgleichungen geschrieben, d. h. sie sind nicht dimensionsrichtig. Dadurch wird dem an das Arbeiten mit dimensionsrichtigen Gleichungen Gewöhnten vor allem der Überblick sehr erschwert. 2. In der Schwingungstechnik ist es (dem techni-

schen und physikalischen Maßsystem gemäß) längst üblich, die Schwingzahl auf die Sekunde zu beziehen (nicht auf die Minute, wie die alte Maschinentechnik die Drehzahl bezog) und 1 Schw/sec als 1 Hz zu bezeichnen. K. KLOTTER

ERNST PROKOTT, **Theoretische Grundlagen und Anwendungen der Modulation in der elektrischen Nachrichtentechnik.** S. Hirzel, Leipzig 1943. Preis geb. 16.— RM.

Vorliegendes Buch hilft einem schon lange fühlbaren Mangel ab, denn es existierte bisher keine zusammenfassende Darstellung, die nur annähernd erschöpfend Grundlagen und Methoden der Modulationen behandelte. Zur Einarbeitung war man immer auf die weit in der Literatur verstreuten Originalabhandlungen angewiesen. In dem Buch PROKOTTS werden zunächst die Grundlagen der Modulation, das Entstehen der Seitenbänder und die Modulationsarten, wie Amplitudenmodulation, die Phasen- und die Frequenzmodulation besprochen. Durch Anwendung der Zeigerdarstellung werden die Vorgänge in üblicher Weise klargemacht. Es sei noch hingewiesen auf die Kapitel der Modulationsverzerrungen und der Störmodulation. Im zweiten Teil des Buches werden die technischen Mittel zur Durchführung von Modulationen unter Beschränkung auf die grundsätzlichen Schaltungsarten erläutert. Besondere Berücksichtigung finden naturgemäß Modulationsschaltungen mit Röhren (Steuergitter-, Anoden-, Schirm- und Bremsgittermodulation) insbesondere die Senderschaltungen mit hohem Wirkungsgrad. Sehr zu begrüßen ist die eingehende Darstellung des Einseitenbandverfahrens, ebenso wie die der Gegentakt-, Ring- und Sternmodulatoren mittels Trockengleichrichters. Das Buch, das aus einer reichen Erfahrung des Verfassers heraus geschrieben wurde, wird sich sicherlich im Kreise derer Freunde erwerben, die auf dem Gebiet tätig sind oder sich in dieses einarbeiten wollen. LOTTERMOSER

HUGO SIRK, **Mathematik für Naturwissenschaftler und Chemiker.** Dritte Auflage. Verlag Theodor Steinkopff, Dresden und Leipzig 1943. XII und 282 S. m. 126 Abb. u. 1 Tafel. Preis geb. 11,50 RM.

Das Werk des Verfassers, dessen dritte Auflage nunmehr vorliegt, wendet sich in erster Linie an den Naturwissenschaftler, besonders den Chemiker und ist daher vorwiegend auf die praktischen Anwendungen eingestellt. Es behandelt nicht nur den Grundstoff aus der Differential- und Integralrechnung bei Funktionen einer und mehrerer Veränderlichen, sondern bringt in seinem dritten Teil auch noch eine Einführung in die gewöhnlichen und partiellen Differentialgleichungen, wobei eine Reihe praktisch wichtiger Beispiele, insbesondere aus der Schwingungslehre besprochen werden. Die Darstellung ist so gehalten, daß die mathematischen Begriffsbildungen sich zwanglos aus bestimmten physikalischen Aufgabenstellungen ergeben, wie etwa der Differentialquotient aus dem Problem der Geschwindigkeitsermittlung. Erst später, wenn der Leser an Hand von Beispielen mit dem Begriff vertraut gemacht ist, erfolgt eine genauere Diskussion. So ist der Stetigkeit und den Bedingungen über die Differenzierbarkeit ein eigenes Kapitel gewidmet. Die große Zahl von Beispielen behandelt vorwiegend naturwissenschaftliche Anwendungen, die zum guten Teil aus der chemischen Kinetik entnommen sind. Besonders wird der Gebrauch des Differentials geübt, das zum Verständnis des naturwissenschaftlichen Schrifttums und zum eigenen erfolgreichen Arbeiten von großer Bedeutung ist. In einem besonderen Anhang kann der Leser sich über die bereits in der Schule gelernten Grundtatsachen unterrichten, die ihm inzwischen vielleicht wieder entfallen sind. Eine ausklappbare Formelsammlung und ein umfangreiches Namen- und Sachregister erleichtern den Gebrauch des Buches.

So wird auch die dritte Auflage des Werkes, in dem der Verfasser seine langjährigen Erfahrungen als Hochschullehrer verwertet hat, schnell einen großen Leserkreis finden. KALLENBACH

S. VACCARINO, **Voltmetro logaritmico registratore.** Alta Frequ. X (1941), S. 312.

Es wird ein logarithmisches Voltmeter beschrieben, das in Verbindung mit einem Registriergerät für viele elektroakustische Untersuchungen geeignet ist. Das Grundelement dieses Gerätes besteht aus einer Kupferoxydul-Gleichrichterzelle r mit vorgeschaltetem Ohmschen Widerstand R (Abb. 1a). Die Spannung V_2 am Gleichrichter ist in einem gewissen Bereich der Kennlinie dem Logarithmus der Eingangsgleichspannung V_1 proportional; dieser Bereich erstreckt sich erfahrungsgemäß über etwa 40 db. Mit einer Schaltung nach Abb. 1b läßt sich der logarithmische Kennlinienteil bei geeigneter Wahl der Widerstände R_1 und R_2 noch vergrößern: im logarithmischen Bereich der ersten Zelle r_1 wirkt dann die zweite mit ihrem Vorschaltwiderstand als linearer Spannungsteiler, während bei weiterer Vergrößerung der Spannung die erste Zelle als Spannungsteiler wirkt und die zweite im logarithmischen Teil ihrer Kennlinie arbeitet.

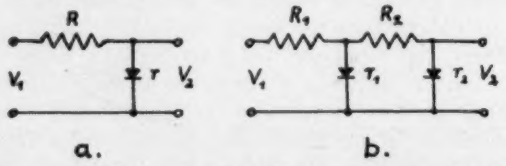


Abb. 1. Schaltungen der Zellen mit logarithmischer Kennlinie

Ein einfaches logarithmisches Voltmeter, wie es der Verfasser zunächst beschreibt, enthält einen Vorverstärker und eine Gleichrichterstufe, die die Gleichspannung für eine Zelle nach Abb. 1 liefert. Die Spannung an der Kupferoxydulzelle wird über einen Gleichspannungsverstärker auf ein Anzeige- oder Registrierinstrument gegeben. Aus zwei derartigen Anordnungen entsteht ein Differentialvoltmeter, wenn die Ausgangsspannungen der beiden Zellen gegeneinander geschaltet werden. Bei der endgültigen Ausführung dieses Gerätes ist zur Verstärkung der Gleichspannungen hinter den beiden Kupferoxydulzellen eine Gegentaktstufe vorgesehen. Die Anzeige des Ausgangsinstrumentes ist also proportional dem Logarithmus des Quotienten der beiden Eingangsspannungen; es ist in db geeicht. Der Meßbereich des Voltmeters beträgt etwa 46 db beginnend mit 20 mV.

Der Apparat kann bei Benutzung eines Kanales als einfaches logarithmisches und bei Benutzung beider Kanäle als Differentialvoltmeter verwendet werden. Als Differentialvoltmeter ist er besonders zur Vergleichseichung von Mikrophonen und zu Schallisolationsmessungen geeignet. In beiden Fällen wird nämlich der Pegelunterschied unmittelbar angezeigt. Eine Schalldämmessung nach diesem Verfahren setzt allerdings die Verwendung zweier Mikrophone und Verstärker genau gleicher Frequenzcharakteristik voraus.

Als Meßbeispiele werden mittels Registriergerät aufgenommene Frequenzkurven eines Lautsprechers, eines Telephonhörers und eines piezoelektrischen Mikrophones wiedergegeben. Die letzte Kurve wurde durch Vergleich mit einem Kondensatormikrophon gewonnen und durch Einzelmessungen gut bestätigt. H. F. GERDIEN

W. F. HILTON, **Measurements of the Noise from Aerofoils and Streamline Wires.** Phil. Mag. Vol. 30, Nr. 200 (1940), S. 237.

Unter den Geräuschquellen des Motorflugzeuges tritt das Geräusch der an den Stromlinienprofilen vorbeistreichenden Luft erheblich zurück hinter dem Lärm des Auspuffs und der Luftschraube und ist deshalb bisher wenig behandelt worden. Der Verfasser untersuchte das Verhalten verschiedener Profile in dem geräuscharmen Windkanal des National Physical Laboratory. Hier erfolgt der Antrieb durch Preßluft, die durch einen längs des kreisförmigen Umfangs verlaufenden Ringspalt in annähernd achsialer Richtung eingeblasen wird. Die maximale Windgeschwindigkeit wird mit ca. 300 m/sec angegeben. Die Lautstärkemessung wurde stets in demselben Punkt des Raumes, in dem sich der Lufteinlaß des Kanals befindet, mit einem Lautstärkemesser nach BARKHAUSEN vorgenommen. Der im Untersuchungsquerschnitt entstehende Schall muß der Strömung entgegen den Kanal durchdringen, um zum Meßort zu gelangen. Daher rührte die in allen Fällen beobachtete plötzliche Abnahme der Lautstärke bei Annäherung dicht an die Schallgeschwindigkeit. Das zischende Eigengeräusch des Kanals wird als wenig störend bezeichnet, es ließ sich leicht von dem durch die Profilstäbe hervorgerufenen Schall unterscheiden. Die untersuchten Stäbe der verschiedensten Querschnitte wurden durch die gesamte Weite des Kanals (30,5 cm ∅) geführt und mit den Enden in die Wand eingebettet.

Dem einfachen Meßverfahren entsprechend sind die mitgeteilten Ergebnisse im wesentlichen nur qualitativ zu werten. Es werden 3 Schallarten unterschieden:

1. Sausende Geräusche von der Art, wie sie der Kanal allein schon verursacht, nicht sehr laut (zwischen 70 und 90 phon).

2. Ein pfeifender oder kreischender Klang einer hohen, definierten Frequenz, der bei gewissen Geschwindigkeiten im Bereich bis 240 m/sec auftritt. Obwohl die gemessenen Lautstärken nicht beträchtlich waren, wurde er wegen der Tonhöhe als recht unangenehm empfunden. Durch Aufrauhen der Oberfläche des Profiles oder eine 0,1 mm tiefe Querrille auf der Ober- und Unterseite ließ sich dieses Geräusch vollkommen beseitigen. Der Verfasser schreibt es der Bildung einer KÁRMÁNschen Wirbelstraße zu.

3. Die dritte und lauteste Gruppe trat nur bei Profilen mit einem Dickenverhältnis (Dicke als Prozentsatz der größten Sehne) über 15 % auf und setzte bei einer scharf definierten Geschwindigkeit in der Gegend von 250 m/sec plötzlich ein. Der Grundton des an eine Sirene erinnernden Klanges lag bei 200—300 Hz, fallend bei anwachsender Geschwindigkeit. Die Lautstärke wurde mit Hilfe des Überdeckungseffektes zu etwa 120 phon bestimmt, sie liegt schon oberhalb des Meßbereiches des Lautstärkemessers. Mit dem Auftreten dieses Klanges ist ein plötzliches Anwachsen des Widerstandsbeiwertes (Widerstand/Stirnfläche × Geschwindigkeit) verbunden. Beides wird auf die Bildung einer Stoßwelle zurückgeführt.

Eine 4. Gruppe großer Lautstärke, auf die nicht näher eingegangen wird, trat bei stark schräg angestellten Profilen infolge des Abreißens der Strömung auf, während ein kleiner Anstellwinkel sich praktisch nicht bemerkbar macht.

Auf Grund der Messungen wird vorgeschlagen, als Haltestrebe an Stelle des bisher im NPL. üblichen elliptischen Querschnittes (6,4 × 16 mm) einen flachen Linsenquerschnitt (6 × 35 mm) mit aufgerauhter Oberfläche zu verwenden, der eine bedeutende Geräuschverminderung mit sich bringt.

E. GILLITZER

F. S. Goucher, **New Hysteresis Model.** Phys. Research (1940), S. 358—361.

Man hat oft versucht, magnetische und mechanische Hysteresiserscheinungen modellmäßig darzustellen. Untersuchungen über das Verhalten der Körner in Kohlemikrophonen führten zum Bau eines mechanischen Modells, das sogar quantitativ verwertbare Ergebnisse liefert. Da Hysteresis in der Fernmeldetechnik eine besondere Rolle spielt, und ein solches Modell auch die Veranschaulichung obertonreicher Erscheinungen ermöglicht, hat es eine gewisse Bedeutung.

In der Regel verwendet man Federn zur Darstellung der elastischen Komponente, während die

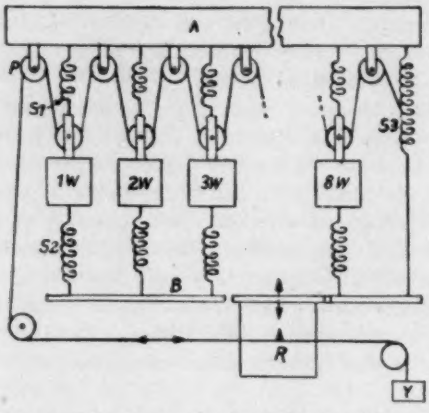


Abb. 1. Mechanisches Modell für Hysterese

Hysteresis durch gleitende, also in erster Näherung geschwindigkeitsunabhängige Reibung eingeführt wird. Im vorliegenden Fall erzeugen 8 Holzblöcke gleicher Größe, deren Gewichte sich wie 1 : 2 : 3 : . . . : 8 verhalten, die reibende Kraft (Abb. 1). Sie liegen auf einer Glasplatte und sind mit den Federn s_1 an A befestigt.

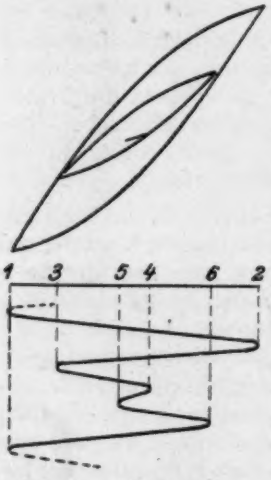


Abb. 2. Hysteresisschleifen mit dem Modell nach Abb. 1

Die magnetisierende Kraft bzw. im mechanischen Fall die Spannung wird durch die Auslenkung von B dargestellt. Da die Federn s_2 im Vergleich zu den Federn s_1 weich sind, sind die Amplituden der Holzblöcke klein, so daß bei einer bestimmten Verschiebung von B auf jeden von ihnen die gleiche Kraft ausgeübt wird. Setzt man nun den Stab B in Bewegung, so beginnt bei einer bestimmten Auslenkung zunächst der leichteste Würfel 1 W zu gleiten, dann der zweite 2 W und so fort, ein jeder mit einer gewissen Verzögerung gegenüber dem vorhergehenden. Das Gleiten der einzelnen Blöcke wird mittels des über die Rädchen laufenden Fadens summiert und durch den Schreibstift R über der Verschiebung von B aufgetragen; zu diesem Zweck wird das Zeichenpapier mit B mitbewegt. Die Kurven, die dieses Gerät bei einem Hin- und Rückgang von B aufzeichnet, haben die gleiche Form wie die magnetischen Hysteresiskurven bei geringer Feldstärke; sie setzen sich aus zwei halben Parabeln zusammen, deren Scheitel in den Endpunkten der Schleife liegen. Je mehr solcher Holzwürfel verwendet werden, desto einwandfreier parabolisch sollen die Schleifenhälften werden. Schließlich kann man durch Auswechseln der Feder s_2 die Breite dieser Schleifen verändern. Eine Reihe von Aufzeichnungen auch für obertonreiche Schwingungen, von denen eine in Abb. 2 wiedergegeben ist, erläutern den Gebrauch dieses Gerätes. Der Verfasser schließt mit der Bemerkung, daß vielleicht auf Grund eines mechanischen Modells eine einfache Theorie der Hysteresis möglich wäre.

E. Skudrzyk

Some Problems of Disk Recording. S. J. Begun, Proceedings of the J R E, Sept. 1940, S. 389—398.

Die wirtschaftliche Bedeutung der Schallplatte ist nicht unerheblich und nimmt ständig zu. 1938 wurden in USA. 35000000 Schellackplatten gepreßt, 1939 waren es 60000000. Die Zahl der 1938 verkauften Empfänger mit Phonoteil betrug 63000, sie stieg für 1939 auf 600000. Neuerdings werden diese Geräte von einigen Firmen mit Einrichtungen zur Plattenselbstaufnahme versehen. Die Rundfunkindustrie zeigt für dieses Gebiet großes Interesse.

Das gesamte Schallplattengebiet läßt sich in 3 Hauptgruppen einteilen: 1. normale Schellackpreßplatten, 2. Spezialplatten für Rundfunkgesellschaften, 3. Selbstaufnahmeplatten.

Bei den Preßplatten entstehen auch bei einer guten Wiedergabeapparatur gewisse Abspielschwierigkeiten, da die Hersteller mit verschiedenen Aufnahmefrequenzgängen arbeiten. Der Umkehrpunkt zwischen konstanter Auslenkung und konstanter Schnelle schwankt zwischen 300 und 800 Hz. Bei einigen Plattenfirmen gibt es noch einen zweiten Umkehrpunkt, der zwischen 1000 und 3000 Hz liegt. Bei ihm geht man von konstanter Schnelle auf eine mit der Frequenz ansteigende Schnelle über. Die obere Grenzfrequenz liegt ungefähr bei 7000 Hz. Infolge der Verschiedenheiten der Aufnahme ist es schwierig, eine allgemein befriedigende Abspielentzerrung zu finden; ein variabler Frequenzgang des Wiedergabeteiles ist zweckmäßig.

Eine unangenehme Erscheinung ist das hohe Störgeräusch der Preßplatten, das zu einem wesentlichen Teil durch die der Platte beigegebenen Schleifmittel entsteht. Schleifmittel sind entbehrlich für hochwertige Tonabnehmer mit geringem mechanischem Scheinwiderstand und kleinem Auflagedruck. Versuche mit solchen Tonabnehmern, mit denen ohne Schleifmittel hergestellte Preßplatten abgespielt wurden, haben eine wesentliche Störgeräuschminderung ergeben.

Verf. steht auf dem Standpunkt, daß der Bau eines hochwertigen Tonabnehmers nach dem Kristallprinzip mit weniger Schwierigkeiten durchzuführen ist als der eines magnetischen. Er führt als Beispiel einen Kristalltonabnehmer mit Saphirnadel an, der mit 14 g Auflagedruck arbeitet.

Die für Rundfunkgesellschaften benutzten Spezialplatten laufen mit $33^1/_3$ U/min. Sie enthalten meistens Tiefenschrift, da damit nach landläufiger Ansicht geringere Verzerrungen und längere Spieldauer verbunden sind. Die Behauptung geringerer Verzerrungen ist durch in letzter Zeit durchgeführte und veröffentlichte Überlegungen — auf die der Verf. an Hand einiger Skizzen eingeht — widerlegt worden. Die längere Spieldauer (15 Min. für 40-cm-Platte) kann auch bei Seitenschrift erreicht werden, wenn man zur Aufzeichnung mit konstanter Auslenkung übergeht. Man kann dann etwa 150 bis 200 Rillen pro Zoll schneiden, wobei die maximale Auslenkung 10 db kleiner als sonst üblich ist. Die unter diesen Bedingungen bei den hohen Frequenzen entstehenden größeren Auslenkungen können wegen des Abfalls der Amplitudenstatistik zugelassen werden.

Bei den Selbstaufnahmeplatten kommen die Drehzahlen 78 und $33^1/_3$ sowie sehr verschiedene Aufnahmefrequenzkurven vor. Die Aussicht auf Vereinheitlichung ist daher gering. Verf. glaubt, daß sich die Aufzeichnung mit konstanter Auslenkung allmählich durchsetzen wird, da sie einige Vorteile besitzt. (Lange Spieldauer, reduziertes Störgeräusch, Fortfall der Entzerrungsglieder bei Benutzung von Kristallschreibern und -Tonabnehmern.) Die Abtastung erfolgt zweckmäßigerweise mit den vorbeschriebenen hochwertigen Tonabnehmern mit geringem Auflagedruck. Auf Grund von Laboratoriumsmessungen besteht zwischen Auflagedruck und Rillenreibungskraft Proportionalität, sofern der Auflagedruck 25 g nicht übersteigt. Mikroskopische Untersuchungen zeigten, daß bis zu diesem Wert die Beschädigung der Rillen gering bleibt.

Über die erforderliche Mindestantriebsleistung des Motors, die zur Drehung des Plattentellers gegen den Schneidwiderstand des Materials notwendig ist, wurden ebenfalls Versuche durchgeführt. Man benötigt für 30-cm-Platten etwa 1,2 W ($n = 78$). Die Leistung steigt linear mit dem Plattendurchmesser an.

Der Schneidwiderstand des Plattenmaterials ist auch für die Konstruktion des Schreibers zu beachten. Bei einem guten Schreiber muß die Aufzeichnung unabhängig von Art und Zustand des Plattenmaterials und unabhängig von der Schnitttiefe sein. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Industrie zur Zeit an neuen Plattenwerkstoffen arbeitet, die das augenblicklich benutzte Zellulosenitrat ablösen sollen, und die beträchtlich härter sein werden. Der Schreiber muß also genügend Leistungsreserve besitzen. Ein Kristallschreiber, der diesen Anforderungen genügt, wird beschrieben. Seine Resonanzfrequenz liegt bei 6000 Hz, die Frequenzkurve — auf konstante Auslenkung bezogen — verläuft zwischen 100 und 8000 Hz in einem Toleranzband von 5 db Breite. Der Klirrfaktor schwankt (im Frequenzgebiet zwischen 100 und 4000 Hz) zwischen 1 und 2 %. Letztgenannte Werte gelten für 12,5 μ Auslenkung. Sie sind auf Grund der Amplitudenstatistik reduziert. Die Messung erfolgte nicht über die Platte, sondern unmittelbar nach einem optischen Verfahren. Hierbei steuerte der schwingende Schneidstichel einen auf eine Photozelle fallenden Lichtstrom.

Ein wichtiger Gesichtspunkt bei der Folienaufnahme ist eine gleichbleibende Schnittiefe. Alle Folien sind uneben. Damit der Schreiber diesen Unebenheiten folgen kann, soll er möglichst kleine Masse haben und in der Vertikalebene leicht drehbar sein. Ist man aus konstruktiven Gründen gezwungen, einen schweren Schreiber zu verwenden, so empfiehlt sich die Benutzung einer Vorlaufkugel.

G. Guttwein

S. K. Wolf, **The Synthetic Production and Control of Acoustic Phenomena by a Magnetic Recording System,** Proc. I. R. E. 29 (1941), S. 365—371.

Seit dem Bekanntwerden der Arbeiten von Sabine wurden die meisten raumakustischen Probleme von ihren Bearbeitern mehr oder weniger zufriedenstellend gelöst. In den Schluckstoffen und ihrer Anwendung konnten Verbesserungen erzielt werden, besonders dann, wenn die Räume immer unter den gleichen Bedingungen verwendet wurden. Der Rundfunk aber stellte den Technikern bald neue Aufgaben. Studios, die für die eine Übertragung den Anforderungen entsprachen, waren für die andere ungeeignet. So entstand die Notwendigkeit einer Anpassung der Raumakustik an die jeweiligen Verhältnisse. Die einen versuchten, durch Einführen beweglicher Wände von verschiedenem Schluckgrad und ähnlichem, die anderen auf rein elektrischem Wege diese Anpassung zu erzielen. Zur zweiten Gruppe gehört der Verfasser, der mit Hilfe elektrischer Methoden unter Umständen eine Verbesserung der Akustik erwartet, wie sie durch rein architektonische Maßnahmen kaum erreicht

würde. Nach einer kurzen Schilderung der bisher zu diesem Zweck verwendeten Methoden — der Koppelung mit Echoräumen, der verzögernden elektrischen Leitung, des verbreiteten elektromechanischen Verfahrens von L. HAMMOND, bei dem der Schall durch seine Laufzeit in verschiedenen miteinander gekoppelten Spiralfedern stufenweise verzögert wird und eines weiteren, bei welchem der Schall durch Lichtsteuerung auf einer umlaufenden phosphoreszierenden Scheibe kurzzeitig registriert und mit Hilfe einer Photozelle verzögert wieder abgenommen wird — wendet er sich dem von der Brush Development Company gebauten Magnettongerät zu.

Der durch das Mikrophon aufgenommene Schall wird hier verstärkt und auf zwei Kanäle aufgeteilt. Der eine führt direkt zur Wiedergabeapparatur, der andere zum Sprechkopf eines Magnettongerätes, das den Schall auf ein endloses Band aufzeichnet. Dieser Schall wird nun mit zunehmender Verzögerung von 16 Hörköpfen aufgenommen und dem ersten Kanal über ein Entkopplungsglied wieder zugeführt. Die Hörköpfe sind mit einfachen Dämpfungsgliedern versehen, die dafür sorgen, daß die nacheinander abgetasteten Intensitäten wie im wirklichen Nachhall exponentiell abnehmen. Die größte Schwierigkeit besteht nun darin, den Eindruck scharfer Echos zu verwischen, den die Apparatur infolge der endlichen Zahl der Hörköpfe hervorruft. Sie wird durch Verwendung einer größeren Zahl von Hörköpfen überwunden, von denen die ersten in Abständen von $^1/_{40}$ sec, die weiteren in zunehmenden Abständen aufeinanderfolgen; so kann dann das Ohr die kurzzeitig aufeinanderfolgenden Impulse nicht mehr trennen. Infolge der Verwendung mehrerer Hörköpfe ist eine gewisse Schwächung der höheren Frequenzen zu erwarten, die jedoch praktisch bedeutungslos ist. — Die Frequenzcharakteristik des Nachhalls wird summarisch durch Verwendung eines einzelnen RC-Gliedes eingestellt, das in der Stellung für hohe Frequenzen 6000 Hz um etwa 20 db schwächer wiedergibt als 800 Hz und dadurch die Tiefen besser hervortreten läßt. Die Nachhallzeit wird durch die Stellung der Hörköpfe bestimmt. Zu jeder Hörkopfstellung gehört ein besonderes Dämpfungsglied, um einen exponentiellen Nachhall zu gewährleisten. Vorläufig sind die Nachhallzeiten 0, $^1/_2$, $^3/_4$, 1 und 2 sec vorgesehen. Für die Registrierung wird ein kontinuierliches Band verwendet, dessen Stoßstelle jedesmal ein störendes Geräusch ergibt, wenn sie unter den Hörköpfen vorüberläuft. Um diesen Nachteil zu beseitigen, wird mittels einer Nute im Band ein kleiner Schalter betätigt, der über ein verzögerndes RC-Glied den Verstärker sperrt und etwa $^3/_8$ sec geschlossen hält. Das Fehlen des Nachhalls während dieser kurzen Zeit soll kaum bemerkbar sein.

Bei der Planung und Ausführung des Gerätes wird offenbar besonderer Wert auf Widerstandsfähigkeit und leichte Bedienbarkeit gelegt. Es soll einen äußerst naturgetreuen Nachhalleindruck übermitteln und eine wesentliche Verbesserung der Darbietungen ermöglichen. Aber auch für Untersuchungen soll eine solche Anlage von größtem Nutzen sein, ermöglicht sie doch auf besonders einfache Weise ein Studium der Echowirkungen und der zweckmäßigsten Raumakustik sowie der Faktoren, die sie wesentlich beeinflussen.

E. SKUDRZYK

Trägerfrequenzeinrichtungen für Fernsprechleitungen. Siemens und Halske AG, Wernerwerk für Verstärkergerät. Berlin-Siemensstadt 1942. 174 S.

Seit ihrem ersten Erscheinen erfreut sich die Druckschrift „Meßgeräte der Fernmeldetechnik" des Hauses Siemens einer zunehmenden Wertschätzung als vielbenützter Ratgeber nicht nur beim Fernmeldetechniker, sondern auch beim Akustiker. Daneben hat nun die Firma Siemens ein ähnliches Werk über die „Trägerfrequenzeinrichtungen für Fernsprechleitungen" herausgebracht.

Nach einer Einleitung über den Sinn und Zweck der Trägerfrequenzeinrichtungen werden sowohl für Freileitungs- als auch für Kabel- und Breitbandkabelbetrieb eine Zahl von Einfach- und Mehrfacheinrichtungen sehr ausführlich beschrieben, womit sich der Leser über die vielfältigen Möglichkeiten der Trägerfrequenztechnik unterrichten kann.

Für den Akustiker besonders interessant ist der Anhang. In einem geschichtlichen Überblick wird die Entwicklung der Trägerfrequenztechnik, angefangen vom „Phantom"kreis bis zu den modernsten 12fach-Trägerfrequenzeinrichtungen der neuesten Bauart, beschrieben. Darauf folgt eine Erklärung der Grundbegriffe und Grundgeräte der Trägerfrequenztechnik, wo die wesentlichsten Probleme der Frequenzumsetzung, z. B. der eigentliche Vorgang der Frequenzumsetzung, ihre Schaltungen, die Unterdrückung der Trägerfrequenz, die stufenweise Frequenzumsetzung, außerdem die Filter und Trägerfrequenzgeneratoren und schließlich die Verstärker behandelt werden.

Da die Frequenzumsetzung ein in der Akustik häufig benütztes Hilfsmittel ist, wird auch diese neueste Druckschrift des Hauses Siemens wie ihre Vorgängerin eine wertvolle Hilfe bei der Bearbeitung vieler Aufgaben sein. BIERL

EDWARD C. JORDAN, **A. Continuously Variable Acoustic Impedance.** J. Acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 8.

Es wird ein kontinuierlich veränderlicher akustischer Widerstand beschrieben, der besonders als reflexionsfreier Abschluß für schalleitende Rohre geeignet ist.

Abb. 1 zeigt das entwickelte Abschlußsystem. Die gewünschte Arbeitsweise ergibt sich aus der Tatsache, daß ein akustischer Wirkwiderstand dadurch verwirklicht werden kann, daß man beim Durchgang von Schallenergie durch ein Rohr einen

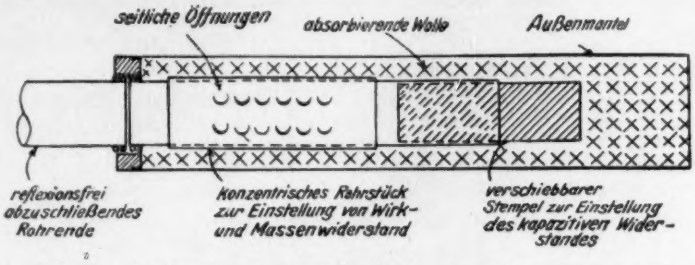


Abb. 1. Kontinuierlich veränderlicher akustischer Widerstand

Teil der Schallenergie durch seitlich angebrachte Öffnungen nach außen entweichen läßt. Durch die seitlich angebrachten Löcher besitzt der Widerstand des Abschlußsystems jedoch nicht nur eine Wirkkomponente, sondern auch eine induktive Komponente. Um auch reine Wirkwiderstände einstellen zu können, was für reflexionsfreie Abschlüsse häufig gefordert wird, muß die induktive Komponente durch Hinzufügen einer entsprechenden kapazitiven Komponente kompensiert werden. Das geschieht, indem man das Widerstandssystem mit einem am Ende starr abgeschlossenen Rohrstück von geeigneter Länge abschließt, das jedoch nicht länger als eine Viertelwellenlänge zu sein braucht. Die richtige Länge und damit die gewünschte kapazitive Komponente kann mit einem verschiebbaren Stempel eingestellt werden. Die Größe des Wirkwiderstandes ist ebenfalls einstellbar. Dazu werden zwei konzentrische Rohrstücke mit identischer Anordnung der seitlichen Löcher verwendet. Durch Drehen oder Verschieben des äußeren Rohres auf dem inneren kann sowohl die Zahl als auch die Größe der Öffnungen verändert werden. Mit der Zahl ändert sich die Wirk- und die Blindkomponente, mit der Größe der Öffnungen jedoch das Verhältnis von Wirk- zu Blindkomponente. Um die unerwünschte Schallabstrahlung von dem Widerstandssystem zu vermeiden, ist es von absorbierender Wolle und außen von einem Kupfermantel umgeben.

Das beschriebene Widerstandssystem zeichnet sich durch einfache Einstellmöglichkeit und gute Reproduzierbarkeit der Einstellungen aus.

LIPPERT

BENJAMIN B. BAUER, **Uniphase Unidirectional Microphones.** J. Acoust. Soc. Amer. 13 (1941), S. 41.

Es werden zwei Richtmikrophone mit kardioidförmiger Richtcharakteristik beschrieben, bei denen die Richtwirkung nicht wie üblich mit zwei, sondern lediglich mit einem einzigen elektroakustischen Wandler erreicht wird. Als elektroakustischer Wandler wird in dem einen Fall ein mit einer Membran gekoppelter piezoelektrischer Kristall, im anderen Fall ein dynamisches Tauchspulelement verwendet. Das Mikrophon kann in dem Frequenzbereich, in welchem die Wellenlänge groß gegen die Abmessungen ist, als ein elektrisches Netzwerk aufgefaßt werden. Die geeignete Dimensionierung des Mikrophons kann aus den Eigenschaften des Netzwerks bei Erfüllung gewisser Bedingungen vor allen Dingen für den Phasenverlauf entnommen werden. Auf diese Weise läßt sich die oben genannte Richtcharakteristik in einem großen Frequenzbereich bei brauchbarem Frequenzgang der Ausgangsspannung erreichen.

Es wird zunächst die Theorie kurz behandelt. An Hand der Abb. 1 wird in schematischer Darstellung die Wirkungsweise des Richtmikrophons erläutert. Der Schall wirkt an zwei Stellen a und a' mit einem Abstand d auf den elektroakustischen Wandler, der durch ein entsprechendes elektrisches Netzwerk (N) ersetzt ist. Die resultierende Wirkung des Schallfeldes, z. B. einer ebenen Welle unter dem Einfallswinkel θ, auf den elektroakustischen Wandler

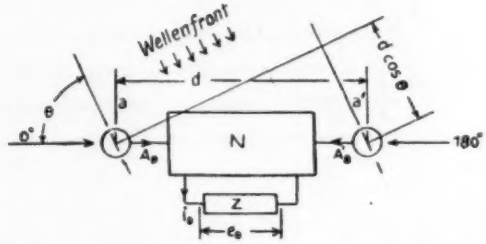


Abb. 1. Schematische Darstellung der Wirkungsweise des Richtmikrophons

läßt sich dann darstellen durch einen entsprechenden Strom i_θ durch einen Verbraucherwiderstand Z im Netzwerk N. Der Strom kommt dabei unter dem Einfluß zweier elektromotorischer Kräfte A_θ bzw. A'_θ, die zwei Stromkreisen des Netzwerkes eingeprägt werden, zustande. Da das Netzwerk linear ist, gilt folgende Beziehung:

$$i_\theta = P\left(A_\theta - \frac{Q}{P} A'_\theta\right). \tag{1}$$

Bei einer kardioidförmigen Richtcharakteristik wird der Schall, der von der Rückseite ($\theta = 180°$) einfällt, nicht angezeigt. Es ist also:

$$\frac{Q}{P} = \frac{A_{180°}}{A'_{180°}}. \tag{2}$$

Aus Abb. 1 folgt:

$$A_\theta = A'_\theta e^{j\frac{\omega}{c} d\cos\theta} \tag{3}$$

Daraus erhält man:

$$\frac{Q}{P} = e^{-j\frac{\omega}{c}d}. \tag{2a}$$

Setzt man zur Vereinfachung die Beträge von A_θ und A'_θ gleich, so ergibt sich aus Gleichung (1), (2a) und (3):

$$i_\theta = PA'_\theta\left[e^{j\frac{\omega}{c}d\cos\theta} - e^{-j\frac{\omega}{c}d}\right]. \tag{4}$$

Solange die Wellenlänge $\lambda > 2\pi d$ ist, läßt sich Gleichung (4) ersetzen durch:

$$i_\theta = PA'_\theta\frac{\omega}{c}d\,(1+\cos\theta), \tag{4a}$$

so daß man also, wenn die Beträge von A_θ und A_θ unabhängig vom Einfallswinkel sind, eine kardioidförmige Richtcharakteristik erhält. Die zu lösende Aufgabe besteht also darin, die Schaltelemente des Netzwerks und damit die zugehörigen mechanischen Größen des elektroakustischen Wandlers so zu dimensionieren, daß wegen der Bedingungsgleichung (2a) ein mit der Frequenz proportionaler Anstieg der Phase erfolgt.

Im folgenden werden zwei praktisch ausgeführte Beispiele beschrieben, an denen sich die vorangegangenen theoretischen Überlegungen bestätigen ließen.

Abb. 2a zeigt einen Querschnitt des entwickelten Richtmikrophons. Eine etwas durchgebogene, vorn von einem Schutzschirm abgedeckte Membran ist durch einen kleinen Stift mit einem piezoelektrischen Kristall verbunden. Der Kristall ist so in einen Rahmen eingespannt, daß Bewegungen der

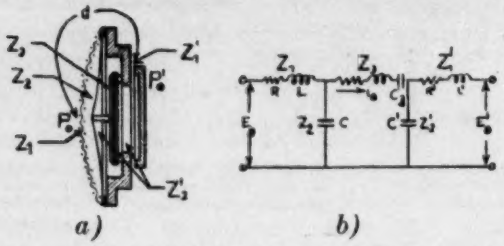
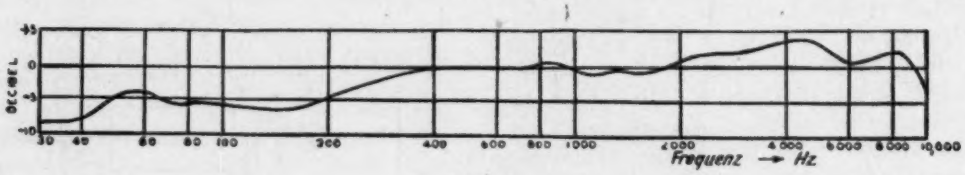


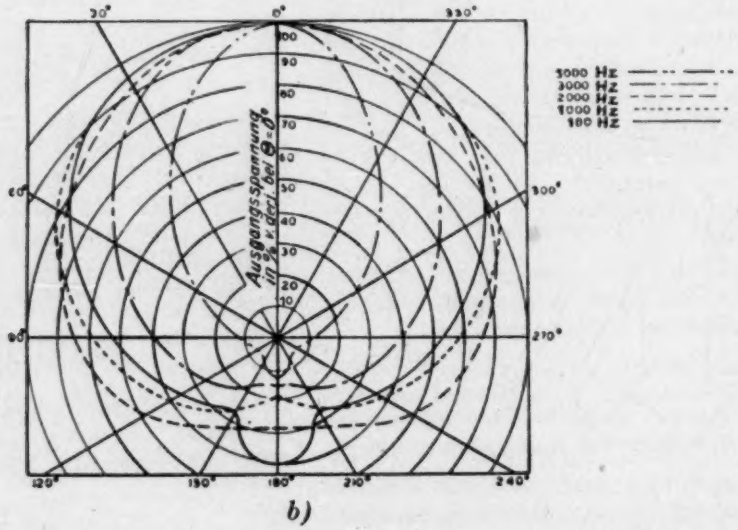
Abb. 2. Kristall-Richtmikrophon. Querschnitt (a) und Ersatzschaltbild (b)

Membran Verbiegungen des Kristalles bewirken. Wichtig für die Arbeitsweise des Mikrophons als Richtmikrophon ist eine ringförmige Öffnung in dem runden Gehäuse an der Rückseite des Kristalls. In Abb. 2b ist das zugehörige Ersatzschaltbild dargestellt. Für den Strom i_θ erhält man in diesem Beispiel mit den Bezeichnungen der Abbildung:

$$i_\theta = \frac{\left(1+\frac{Z'_1}{Z'_2}\right)E_\theta - \left(1+\frac{Z_1}{Z_2}\right)E'_\theta}{Z'_1\left(1+\frac{Z_1}{Z_2}\right) + Z_2\left(1+\frac{Z_1}{Z_2}\right)\left(1+\frac{Z'_1}{Z'_2}\right) + Z_1\left(1+\frac{Z'_1}{Z'_2}\right)} \tag{5}$$



a)



b)

Abb. 3. Frequenzkurve (a) und Richtcharakteristiken (b) des Kristall-Richtmikrophons

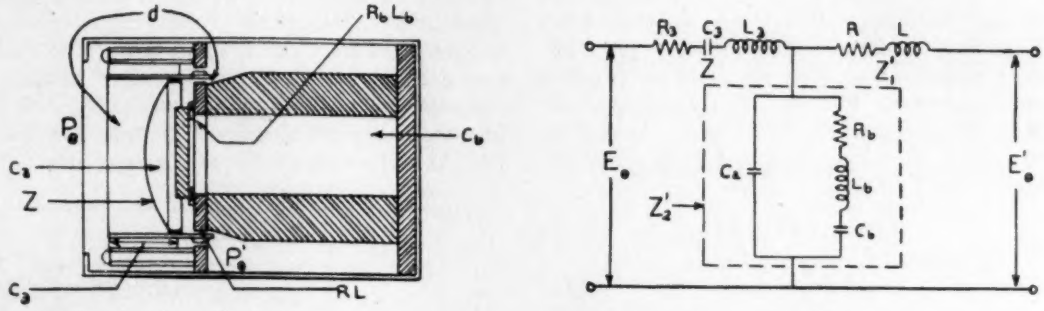
und daraus durch Vergleich mit Gl. (1) und (2a):

$$\frac{P}{Q} = e^{j\frac{\omega}{c}d} = \frac{1+\frac{Z_1'}{Z_2'}}{1+\frac{Z_1}{Z_2}} = \frac{1-\omega^2 L'C' + j\omega C'R'}{1-\omega^2 LC + j\omega CR} \approx e^{j\omega(C'R'-CR)}. \tag{6}$$

Bei gleich großem Schalldruck an der Vorder- und Rückseite des Mikrophons erhält man also als Bedingungsgleichung für eine kardioidförmige Richtcharakteristik:

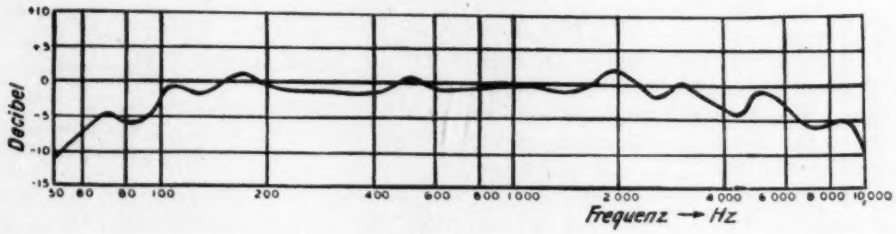
$$C'R' - CR \doteq \frac{d}{c}. \tag{7}$$

Das gilt in dem Frequenzbereich, für den $\lambda > 2\pi d$ ist. Bei kürzeren Wellenlängen arbeitet der Kristall als Druckempfänger und die erwünschte Richtwirkung kommt durch Beugung zustande. Um den Anstieg der Ausgangsspannung mit der Frequenz auszugleichen, ist bei der handelsüblichen Aus-

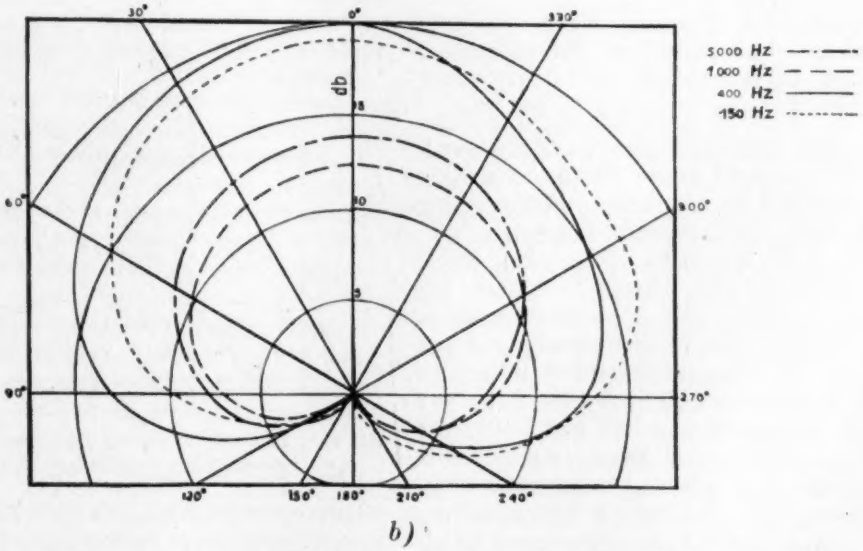


a) *b)*

Abb. 4. Tauchspul-Richtmikrophon (a) und Ersatzschaltbild (b)



a)



b)

Abb. 5. Frequenzkurve (a) und Richtcharakteristiken (b) des Tauchspul-Richtmikrophons

führung zwischen Mikrophon und Verstärker noch ein geeigneter Entzerrer eingeschaltet.

Abb. 3 zeigt die in einem Kugelschallfeld aufgenommene Frequenzkurve für die Ausgangsspannung (a) des Kristallmikrophons bei einem Einfallswinkel $\theta = 0°$ und die Richtcharakteristiken in Polarkoordinaten (b) für verschiedene Frequenzen.

Abb. 4 zeigt ein Tauchspul-Richtmikrophon mit dem zugehörigen Ersatzschaltbild. Der Spalt zwischen der Spule und dem inneren Polschuh wird als phasendrehendes Element benutzt. Außer der länglichen Form der Spule ist die Unterteilung des inneren Luftvolumens durch einen weiteren Spalt und die damit verbundene Einführung eines zusätzlichen Massen- und Wirkwiderstandes (L_b und R_b) bemerkenswert. Mit den Bezeichnungen der Abb. 4 erhält man die den Gleichungen (5) und (6) entsprechenden Beziehungen zwischen den Schaltelementen:

$$(8) \qquad i_\theta = \frac{\left(1 + \frac{Z'}{Z_2'}\right) E_\theta - E_\theta'}{Z_2\left(1 + \frac{Z_1'}{Z_2'}\right) + Z_1'},$$

$$(9) \qquad \frac{P}{Q} = 1 + \frac{Z_1}{Z_2'} = 1 - \omega^2 L_1' C_a + j\,\omega\, R_1' C_a + \frac{R_1' + j\,\omega\, L_1'}{R_b + j\left(\omega L_b - \frac{1}{\omega C_b}\right)} \approx e^{j\frac{\omega}{c}d}.$$

In der Abb. 5 ist die Frequenzkurve bei senkrechtem Einfall einer ebenen Welle und die Richtcharakteristik eines Tauchspul-Richtmikrophons gezeigt, bei welchem der wirksame Wegunterschied d für den Schalleinfall von vorn und von der Rückseite etwa 19 mm beträgt. Man erkennt, daß die Richtcharakteristiken in Übereinstimmung mit der Theorie nahezu kardioidförmig sind. LIPPERT

C. W. KOSTEN and C. ZWIKKER, **Measurements of the Absorption of Sound by Porous Rubber Wallcovering Layers**. Physica VIII (1941), Teil I, S. 933; Teil II, S. 947; Teil III, S. 957.

Die praktische Eignung leichter poröser Gummischichten als schallschluckende Wandbekleidungen wurde im Anschluß an eine früher veröffentlichte theoretische Arbeit experimentell untersucht.

Von einigen Hallraummessungen abgesehen wurde der Wandwiderstand nach Betrag und Phase mit dem KUNDTschen Rohr gemessen. Die Ergebnisse werden als Frequenzkurven des Schluckgrades und als Ortskurven des Wandwiderstandes mitgeteilt. Die Verfasser benutzten ein hölzernes Rohr von 20 × 20 cm² Querschnitt und 110 cm Länge, das mit einem starken hölzernen Deckel abgeschlossen war, auf dem die Probe befestigt wurde. Das Interferenzfeld wurde mit einem an der Außenseite des Rohres in einem Schlitz verschiebbaren Bandmikrophon abgetastet. Um auch oberhalb der niedrigsten Querresonanz des Rohres bei 850 Hz messen zu können, wurde der Rohrquerschnitt durch hölzerne Trennwände von kreuzförmigem Querschnitt aufgeteilt, die bis dicht vor die Probe in das Rohr eingeschoben wurden. Der hierdurch verursachte Meßfehler kann, wie nachgewiesen wurde, vernachlässigt werden. Die trotz Abdeckung des Rohres mit 3,5 cm dicken Marmorplatten noch nachweisbaren Fehler durch Mitschwingen der Rohrwände wurden bei der Auswertung berücksichtigt.

Bei den untersuchten Gummiarten muß grundsätzlich unterschieden werden zwischen dem sogenannten „Zellgummi", mit nicht zusammenhängenden Poren, der deshalb bei großer Porosität einen hohen Strömungswiderstand besitzt, und Schwammgummi mit zusammenhängenden Poren und entsprechend niedrigem Strömungswiderstand. Die Abb. 1 zeigt den Frequenzgang des Schluck-

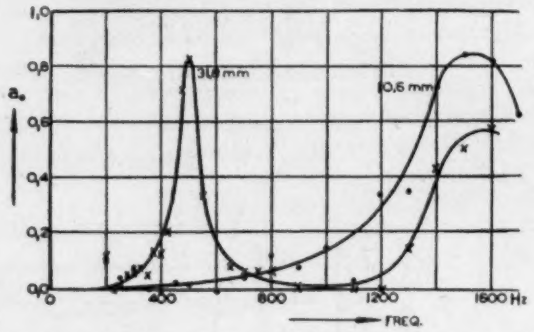


Abb. 1. Schluckgrad a_0 als Funktion der Frequenz für Zellgummi

grades für eine Zellgummiart. Das Material absorbiert auf Grund eines geringen Verlustwinkels stark selektiv und ist deshalb für praktische Zwecke ungeeignet.

In den Abb. 2 und 3 sind dagegen die Meßergebnisse an zwei Schwammgummiarten enthalten.

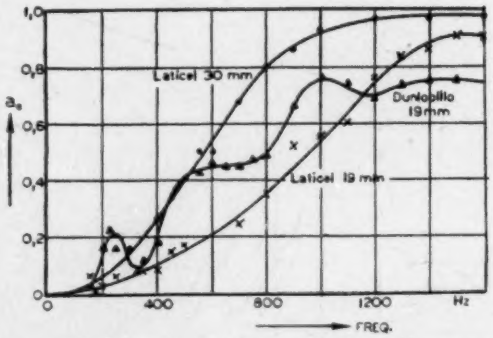


Abb. 2. Schluckgrad a_0 als Funktion der Frequenz für verschiedene Schwammgummischichten

Dieser verhält sich genau wie ein poröser nicht kompressibler Werkstoff (zum Vergleich sind im Original entsprechende Kurven für Celotex *BBB* und Haar-

filz wiedergegeben). Die Impedanzkurve Abb. 3 stimmt befriedigend mit der Theorie, wenn man den Strukturfaktor[1]) gleich 7 und den Strömungswiderstand übereinstimmend mit einer Messung im Gleichluftstrom gleich 20 cgs setzt. Der hohe Wert des Strukturfaktors erklärt sich aus der Tatsache, daß gleichzeitig eine isotrope Richtungsverteilung der Poren und große seitliche Hohlräume bzw. Erweiterungen der Poren vorhanden sind. Die Kurve für Dunlopillo in Abb. 2 zeigt den Einfluß der Resonanzfrequenzen des Gummigerüstes, das infolge des vergleichsweise hohen Strömungswiderstandes (220 cgs) mit zu Schwingungen angeregt wird. Hallraumuntersuchungen des gleichen Materials lieferten wesentlich höhere Werte für den Schluckgrad, eine Beobachtung, die nicht allein durch die Richtungsverteilung des Schalles erklärt werden konnte.

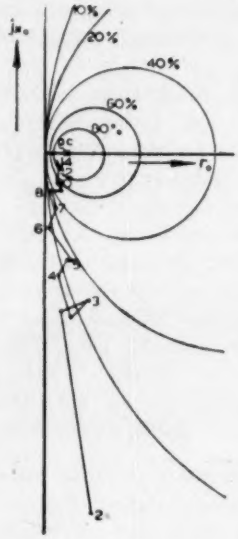


Abb. 3. Impedanzkurve für Laticel 19 mm dick ohne Deckschicht Impedanz $Z = r_0 + jx_0$ (Zahlen: Frequenz in 100 Hz; Kreise gleichen Schluckgrades)

Im zweiten Teil der Arbeit wird der Einfluß leichter nicht poröser Deckschichten auf die akustischen Eigenschaften der im ersten Teil behandelten Schwammgummiarten untersucht. Eine derartige Schicht (Triacel 0,01 g/cm²), die mittels eines gummihaltigen Anstrichs aufgeklebt wird, besitzt offensichtlich hygienische und ästhetische Vorteile.

Durch die Deckschicht wird auch das Gummigerüst zwangsläufig von den Schallschwingungen angeregt; dies kommt in einem resonanzartigen Verlauf der Schluckgradkurven zum Ausdruck, wie Abb. 4 zeigt. Die niedrigste Resonanzfrequenz ist umgekehrt proportional zur Dicke der Gummischicht. Die Impedanzkurven entsprechen im wesentlichen den theoretischen Erwartungen.

Es wurden auch Schluckgradmessungen im Hallraum ausgeführt, wobei unerwünschte Schwingungen der an drei zueinander senkrechten Wänden angebrachten Gummischichten sorgfältig vermieden wurden. Der Frequenzgang des Schluckgrades entspricht dem bei senkrechtem Einfall ermittelten, jedoch sind die Zahlenwerte auch hier um etwa 10 % höher als berechnet. Zusammenfassend wird festgestellt, daß zur Erzielung niedriger Resonanzfrequenzen und eines hohen mittleren Schluckgrades möglichst geringes spezifisches Gewicht und kleiner Strömungswiderstand anzustreben sind. Der Schluckgrad der untersuchten Laticelproben (Abb. 4) beträgt für senkrechten Einfall im Mittel 40 % und für allseitigen Einfall 55 %.

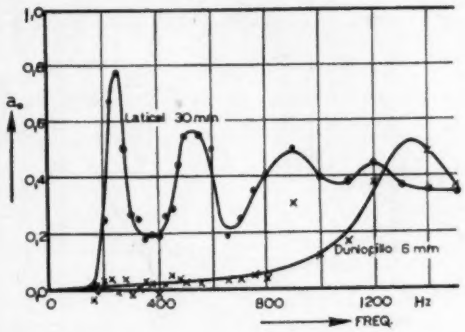


Abb. 4. Schluckgrad a_0 als Funktion der Frequenz für 2 Schwammgummiarten mit Deckschicht

Das Schallschluckvermögen der bisher untersuchten Schwammgummiarten läßt sich, wie die Verfasser im dritten Teil der Arbeit zeigen, durch künstliches Inhomogenisieren der Schichten und der Wandauflage noch verbessern.

Es wurde z. B. durch Messungen an 30 mm dicken Laticel nachgewiesen, daß die Maxima der Schluckgradkurve in Abb. 4 so verschoben werden können, daß sie mit den bisherigen Minima zusammenfallen;

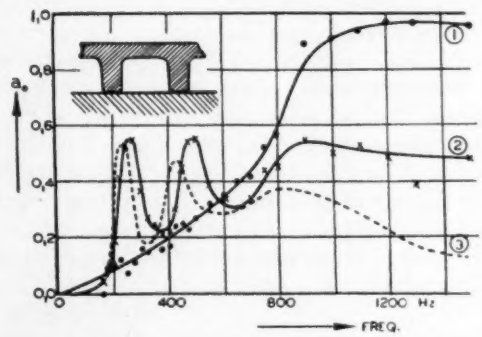


Abb. 5. Schluckgrad a_0 als Funktion der Frequenz für Dunlopillo Cavity. 1. ohne Deckschicht, 2. Deckschicht Triacel 0,01 g/cm², 3. Deckschicht Triacel 0,05 g/cm²

dies wurde einfach durch Einschalten eines kleinen Zwischenraumes zwischen Gummischicht und Wand erreicht. Wird nun das Material zur Hälfte fest, zur Hälfte mit Zwischenraum an der Wand angebracht, so weist die resultierende Kurve weniger scharfe Extrema auf als die ursprünglichen. Abb. 5 zeigt Messungen an einem handelsüblichen Schwammgummibelag, der auf der Rückseite mit zylindrischen Hohlräumen versehen ist; die Kurven zeigen besonders deutlich den Einfluß der Deckschicht.

[1]) J. VAN DEN EIJK und C. ZWIKKER, Physica VIII (1941), S. 469. Vgl. Referat A. Z. VII (1942), S. 40.

Ein zweites Mittel zur Beeinflussung der Schluckeigenschaften besteht in der Verringerung des Strömungswiderstandes durch künstliche Poren (Perforierung), wodurch die Gesamtabsorption nach Aufbringung einer Deckschicht erhöht werden kann. Eine weitere Verbesserung der Schallschluckung, besonders bei tiefen Frequenzen, wurde

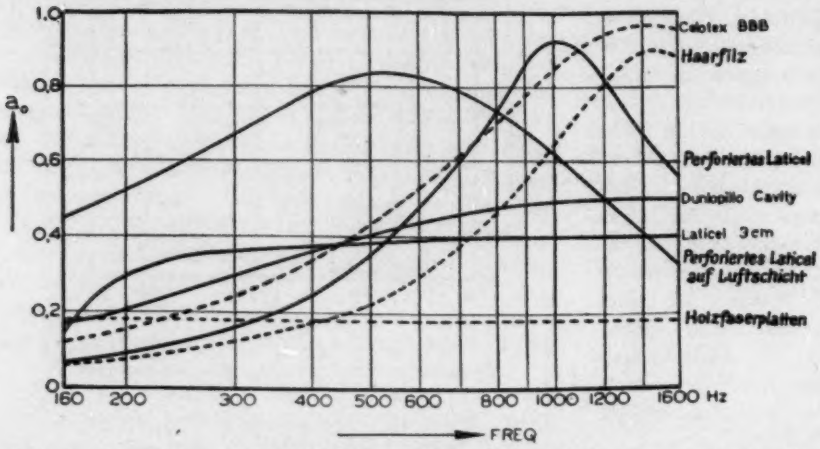


Abb. 6. Vergleich der Schluckeigenschaften von Gummi- (ausgezogen) und Nichtgummischichten (punktiert) für senkrechten Schalleinfall

bei freier Aufhängung des so behandelten Stoffes in 78 mm Abstand vor der Wand erzielt.

Abschließend sei in Abb. 6 eine Zusammenstellung wiedergegeben, aus der die charakteristischen Eigenschaften der hier untersuchten Stoffe hervorgehen. Die Kurven sind zwecks besserer Übersicht vereinfacht. Alle eingetragenen Schwammgummiarten sind mit einer 0,01 g/cm² schweren Deckschicht versehen. Ohne Deckschicht würden sie etwa den besten porösen nicht kompressiblen Stoffen entsprechen. Die Verfasser geben dem Material Dunlopillo Cavity in praktischer Hinsicht den Vorzug, da es bei einer Abdeckung von weniger als 0,02 g/cm² auch nach wiederholten Farbanstrichen seine Schluckeigenschaften nicht einbüßt.

G. F. Gerdien

Per Brüel og Fritz Ingerslev, **Maaling af Materialers akustiske Absorptionskoefficienter.** Lydteknisk Laboratorium, København, Danmark. Meddelelse Nr. 1, S. 1—6. 1942.

In diesem Aufsatz werden die Formeln von Sabine, Eyring und Millington zur Berechnung der Nachhallzeit eines Raumes behandelt.

Die Voraussetzungen und die Beschränkungen der verschiedenen Formeln besonders im Hinblick auf ihre Benutzung bei Messung der akustischen Absorptionskoeffizienten von Materialien nach der Nachhallmethode werden besprochen.

Der letzte Teil der Arbeit behandelt schematisch, wie der Absorptionskoeffizient nach der Nachhallmethode durch den Absorptionskoeffizient bei senkrechtem Schalleinfall und die Kenntnis von den Eigenschwingungen des Raumes annähernd bestimmt werden kann. Fritz Inrerslev

Jørgen Rybner og Fritz Ingerslev, **Lydteknisk Laboratorium.** Lydteknisk Laboratorium, København, Danmark. Meddelelse Nr. 2, S. 1—10. 1942.

Die Verfasser geben eine Übersicht über die Organisation und das Arbeitsgebiet des Schalltechnischen Laboratoriums.

Weiter beschreiben sie die Räume des Laboratoriums, einige im Laboratorium ausgeführte Arbeiten und die dafür benutzten Meßapparate.

Die Einzelheiten der Einrichtungen des Laboratoriums sind näher in P. O. Pedersen: „Lydtekniske Undersøgelser", 1940, beschrieben. Diese Publikation ist in der „Akustischen Zeitschrift" Nr. 5/6 1942 besprochen. Fritz Ingerslev

Fritz Ingerslev, **Efterklangstiden i elektrisk koblede Rum.** Lydteknisk Laboratorium, København, Danmark. Meddelelse Nr. 3, S. 1—4. 1942.

Der Aufsatz behandelt den Nachhallvorgang eines Wiedergaberaumes, der mit einem Studio elektrisch gekoppelt ist.

Ist der Zustand im Augenblick der Ausschaltung des Schallgebers stationär sowohl im Studio als auch im Wiedergaberaum, gilt im allgemeinen die folgende Gleichung für den Nachhallprozeß im Wiedergaberaum:

$$\frac{E_2}{E_{02}} = \frac{1}{\beta_2-\beta_1}\left[\frac{\ln(1-\alpha_1)}{\alpha_1}\frac{\alpha_2}{\ln(1-\alpha_2)}\beta_2 e^{-\beta_1 t} - \left(\beta_1 - \left(1-\frac{\ln(1-\alpha_1)}{\alpha_1}\frac{\alpha_2}{\ln(1-\alpha_2)}\right)\beta_2\right) e^{-\beta_2 t}\right]. \quad (1)$$

Dabei ist E_2 = Energiedichte zur Zeit t

E_{02} = Energiedichte zur Zeit $t = 0$

α_1 = mittlerer Absorptionskoeffizient des Studio

α_2 = mittlerer Absorptionskoeffizient des Wiedergaberaumes

$\beta_1 = \frac{c\,S_1}{4\,V_1}\frac{1}{\ln(1-\alpha_1)}$

$\beta_2 = \frac{c\,S_2}{4\,V_2}\frac{1}{\ln(1-\alpha_2)}$

c = Schallgeschwindigkeit in Luft

S_1 = Gesamtoberfläche des Studio

S_2 = Gesamtoberfläche des Wiedergaberaumes

V_1 = Volumen des Studio
V_2 = Volumen des Wiedergaberaumes

Diese Formel (1) wird in der Praxis meistens vereinfacht:

1. Ist $\beta_1 \gg \beta_2$, erhält man

$$\frac{E_2}{E_{02}} = e^{-\beta_2 t}, \tag{2}$$

d. h. der Nachhallprozeß des Studio ist ohne Bedeutung für den Nachhallprozeß des Wiedergaberaumes.

2. Sind α_1 und α_2 klein, und setzen wir $\beta_1 = n\,\beta_2$, so ergibt sich

$$\frac{E_2}{E_{02}} = \frac{1}{1-n}\left[n - e^{-(n-1)\beta_2 t}\right] e^{-\beta_2 t}, \tag{3}$$

d. h. die Nachhallkurve ist krumm, aber nähert sich asymptotisch einer Linie, die mit der Nachhallkurve für den Wiedergaberaum allein parallel ist.

3. Ist $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, findet man

$$\frac{E_2}{E_{02}} = [1 + \beta t]\, e^{-\beta t}. \tag{4}$$

Der letzte Teil der Abhandlung behandelt die analogen Formeln unter der Voraussetzung, daß der Schallgeber so kurz tönt, daß in den Räumen ein stationärer Zustand nicht entsteht. Der Nachhallprozeß ist dann durch die folgende Formel bestimmt

$$\frac{E_2}{E_{max_1}} = \frac{1}{n-1}\left[n - k\, e^{-(n-1)\beta_2 t}\right] e^{-\beta_2 (t - t_{max})} \tag{5}$$

wobei E_{max_1} = die maximale Energiedichte, die im Wiedergaberaum zur Zeit $t = t_{max}$ erreicht werden kann.

$$k = \frac{1 - e^{-\beta_1 t'}}{1 - e^{-\beta_2 t'}}$$

t' = die Zeit der Ausschaltung des Schallgebers im Studio $t' < t_{max}$.

Man sieht, daß (5) und (3) beinahe gleich sind, der einzige Unterschied ist der Faktor k.

Ist $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, erhält man anstatt (5)

$$\frac{E_2}{E_{max_1}} = \left(1 + \beta\,(t - t_{max})\right) e^{-\beta\,(t - t_{max})}, \tag{6}$$

d. h. genau dieselbe Gleichung wie im stationären Zustand.

Für die Verständlichkeit von Rede ist vermutlich nicht die Zeitdauer des Abfallens des Schalles von E_{max_1} bis $10^{-6}\,E_{max_1}$, sondern vielmehr die Verminderung der Schallintensität während der durchschnittlichen Länge einer Silbe ausschlaggebend.

Die Richtigkeit der Formeln des stationären Zustandes ist durch Versuche nachgewiesen.

Fritz Ingerslev

Mario Marro, **Secrecy by Inversion of Syllables.** Phil. Mag. 29, Nr. 193 (1940), S. 205—207.

Der Verfasser beschreibt ein Verfahren zur Geheimhaltung von Sprache, das darin besteht, die Phase der Sprache in regelmäßigen Zeiträumen umzukehren. Die Abb. zeigt die Schaltung der verwendeten Anordnung. Die Röhren *A* und *B* arbeiten

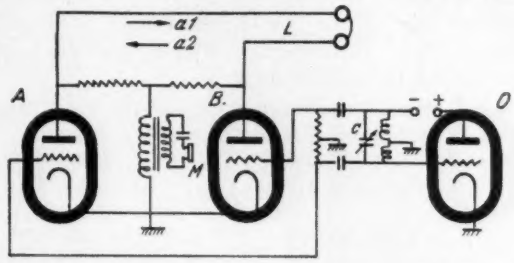


Abb. 1. Schaltung zur periodischen Phasenumkehr

als Gleichrichter. Der Oszillator *O* liefert eine durch den Kondensator *C* in der Frequenz veränderbare Wechselspannung an die Gitter der Gleichrichterröhren und sperrt diese damit wechselweise. Die am Mikrophontransformator bei Besprechung des Mikrophones auftretende Wechselspannung kann sich also abwechselnd durch *A* oder *B* ausgleichen (d. h. nur die positiven Halbwellen, die negativen werden unterdrückt; es sind starke Verzerrungen zu erwarten). Der Sprechstrom wechselt dann seine Richtung im Kopfhörer *L*. Mit dieser Anordnung angestellte Versuche hatten folgendes Ergebnis:

Zahl der Umkehrungen pro Sekunde	Beobachtungsergebnis
100	Sprache verständlich, klingt als ob der Sprecher erkältet wäre
200	Sprache verständlich, aber verändert
300—500	Verzerrung noch stärker
600	nur noch schwer zu verstehen
700	praktisch unverständlich
800—900	unverständlich, gleichzeitig ist ein Flüstern zu hören, das einzelne Wörter erkennen läßt
1000	Sprache ist ganz unverständlich

Die Entzifferung derartig verschlüsselter Sprache erfolgt mit einem gleichen Gerät. Bedingung ist dabei nur, daß die Umkehrungen synchron erfolgen (Stimmgabelsummer). Das Verfahren hat gegenüber den bisher bekannten (Trägerfrequenzverfahren) den Vorteil großer Einfachheit und geringen Aufwandes, ist also auch für transportable Stationen geeignet.

Gerhard Buchmann

W. Willms, **Eine wirksame Schalldämpfung für das Ansauggeräusch von Gebläsen.** Mitt. Forsch.-Anst. GHH-Konzern Heft 9, (1942) S. 193—196.

Hochtourige Radialgebläse erzeugen stets sowohl auf der Ansaug- wie auf der Druckseite starke Geräusche. Sie werden zu einem Teil durch die Stöße

der einzelnen Schaufeln hervorgerufen und haben dann harmonischen Charakter. Der andere Teil der Geräusche entsteht durch Wirbelablösung an Kanten und an in der Luftströmung stehenden Bolzen. Er ist unharmonisch und enthält die hohen Frequenzen besonders stark.

Der Verfasser hat sich der Dämpfung der Ansauggeräusche angenommen, die bisher wegen des gleichzeitig geforderten geringen Strömungswiderstandes des Dämpfers nur sehr mangelhaft war. Die Abb. 1

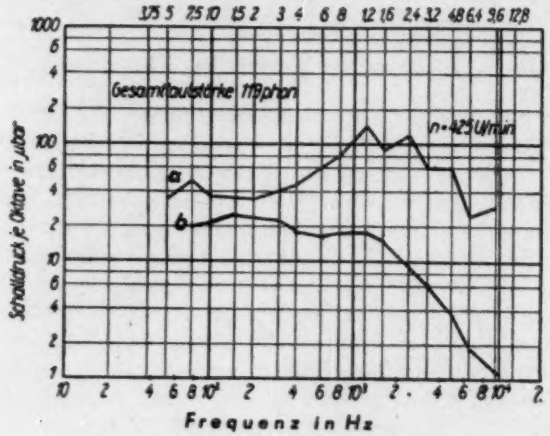


Abb. 1. Geräuschanalyse des Gebläses ohne und mit Dämpfer

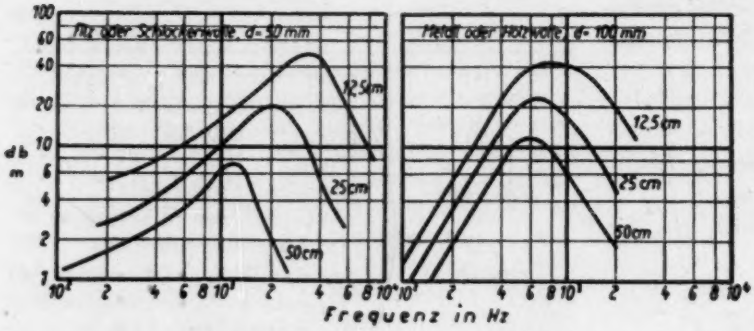


Abb. 2 Abb. 3

Dämpfungskurven von Schallabsorptionskanälen

zeigt in Kurve *a* die durch Oktavsiebanalyse erhaltene Frequenzkurve eines besonders großen „hinsichtlich seiner Leistung wie auch seiner Schallstärke vereinzelt dastehenden" Gebläses. Gesamtlautstärke 119 phon. Dabei wurden die tieferen Frequenzanteile hauptsächlich durch die mit dem Gebläse in Verbindung stehende Maschinenanlage hervorgerufen. Zur Dämpfung wurde ein Schallabsorptionsrohr verwendet, ein glattes Rohr mit einer schallschluckenden inneren Wandbekleidung. Die Abb. 2 und 3 zeigen die berechneten Dämpfungskurven von Schallabsorptionskanälen für verschiedene Wandbekleidungen. Parameter sind dabei die Rohrweiten.

Der ausgeführte Dämpfer hatte eine Länge von 4,5 m und bestand aus 6 parallel geschalteten Rohren von je $^1/_3$ m² Querschnitt. Die Auskleidung bestand aus feiner Holzwolle in 10 cm Schichtdicke. Durch Papierstoff- und Lochblechabdeckung wurde ein Mitreißen von Holzwollteilchen durch die Luftströmung verhindert. Kurve *b* in Abb. 1 zeigt das Gesamtgeräusch nach Anbringung des Dämpfers. Oberhalb von 1000 Hz beträgt die erzielte Dämpfung im Mittel 20 db. Die geringe Dämpfung der tieferen Frequenzen wird vom Verfasser darauf zurückgeführt, daß hier das Ansauggeräusch schon unter den Lärm der übrigen Maschinenanlage gesunken ist. Der Dämpfer ist schon längere Zeit in Betrieb, ohne zu Beanstandungen Anlaß zu geben. In einem Anhang wird kurz auf die Theorie des Absoorptionsrhres eingegangen.

GERHARD BUCHMANN

The sound-absorbing properties of some common out-door materials. By G. W. C. KAYE, O. B. E., F. R. S., and E. J. EVANS, B. Sc., Physics Department, The National Physical Laboratory, Teddington, Middlesex. Proc. Phys. Soc. **52**, 3 Nr. 291 Mai 1940.

In einer früheren Arbeit gaben schon KAYE and EVANS die Schallschluckwerte für Schnee von verschiedener Beschaffenheit an. Für viele akustische Probleme im Freien ist die Kenntnis der Schallschluckung anderer Oberflächen wichtig. So z. B. bei dem Problem der Sprachverständlichkeit im Freien, der Lärmbekämpfung an Gleisanlagen, Echolotung usw. Messungen an Sand, Kiesboden, Schnee und Asche wurden in dem Hallraum des National Physical Laboratory ausgeführt.

Der benutzte Hallraum hatte nichtparallele Wände und eine schräge Decke. Die Wände sind Ziegelmauerwerk und der Fußboden Beton. Alle Raumflächen haben einen Farbanstrich. Das Volumen des Hallraumes ist ca. 360 m³, die Oberfläche ca. 330 m². Gegen die äußeren Räume soll die Schalldämmung 90 db betragen. Die Raumfeuchtigkeit und Temperatur wurden bei den Messungen zwischen 13° und 20° bzw. zwischen 40% und 80% konstant gehalten. Die gemessenen Werte liegen im Frequenzbereich 125 bis 4000 Hz. Es wurden Heultöne von $\pm$ 2 bis $\pm$ 10% Breite und einer Heulfrequenz von 5 Hz verwendet. Zur Bestimmung der Nachhallzeit benutzten die Verfasser einen aufzeichnenden Pegelschreiber des von v. BRAUNMÜHL und WEBER angegebenen Typs. Die Auswertung der Meßwerte erfolgte nach der SABINEschen Formel, wie sie von EYRING, SCHUSTER und WAETZMANN

und KNUDSEN abgewandelt ist.

$$T = \frac{1}{20 - S \cdot \log_e (1-a) + 4\,m} V$$

T = Nachhallzeit für 60 db
V = Volumen des Hallraumes
S = Gesamtoberfläche des Hallraumes
$a = \Sigma a_1 s_1 / S$ mittlerer Schallschluckgrad der Hallraumwände
m = Dämpfungskoeffizient für Luft (oberhalb 2000 Hz).

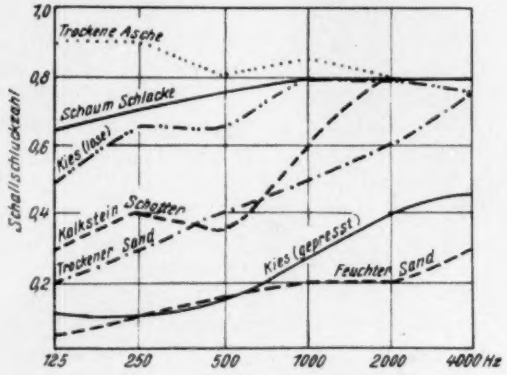


Abb. 1

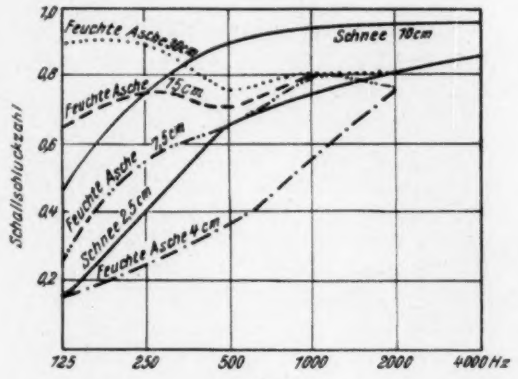


Abb. 2
Schallschluckzahlen verschiedener Bodenarten

Die beiden Diagramme Abb. 1 und 2 zeigen einige der Ergebnisse von den untersuchten Stoffen.

L. KEIDEL

Research beats the priorities. C. I. LEBEL, Electronics, Okt. 1941, S. 27.

Als Werkstoff für den Träger von Schallfolien hat sich Aluminium sehr bewährt. Es ist eben und besitzt eine saubere und gleichmäßige Oberfläche. Im Februar 1941 wurde in USA. eine Aluminiumbewirtschaftung eingeführt. Nach kurzer Zeit stellte sich heraus, daß — infolge der gesteigerten Flugzeugproduktion — für die Folienherstellung kein Aluminium mehr zur Verfügung stand. Es mußte daher nach Ersatz gesucht werden. In dieser Lage war es wertvoll, daß schon seit 1939 entsprechende Versuche durchgeführt wurden, die allerdings zunächst das Ziel verfolgten, den Aluminiumträger durch einen besseren oder billigeren Stoff zu ersetzen. Im einzelnen wurden folgende Stoffe untersucht:

1. Kartonpapier, Pappe, Fiber. Die Oberfläche ist porös und ungleichmäßig, so daß auch die aufgetragene Lackschicht eine Struktur erkennen läßt. Die Planlage ist schlecht, da das Material zur Buckelbildung neigt. Nur bestimmte Lacksorten, und zwar gerade die aufnahmetechnisch minderwertigen, haften auf Trägern dieser Art.

2. Kunstharze. Am geeignetsten erscheinen solche, die nach Anwendung von Druck und Hitze erstarren. Mit ihnen wurden sehr viele Versuche durchgeführt. Es stellte sich jedoch immer wieder heraus, daß sich die Kunstharze im Laufe der Zeit werfen. Auch eine Verstärkung des Trägers — die überdies mit sehr hohen Gestehungskosten erkauft werden muß — schafft keine Abhilfe. Alle Kunststoffe haben außerdem eine gewisse Oberflächenstruktur, die sich auch durch den Lack hindurch bemerkbar macht.

3. Zink besitzt gute Oberflächenbeschaffenheit und läßt sich als Trägerwerkstoff verwenden. Es ist jedoch relativ schwer und von geringer Festigkeit, so daß die Gefahr des Verbiegens groß ist.

4. Stahl ist genügend starr und fest. Es macht jedoch erhebliche Schwierigkeiten, ihn hinreichend eben und frei von Walzmarken herzustellen. Auch bei sorgfältigster Fabrikation tritt auf der Lackschicht ein Apfelsinenschalenmuster auf, das zumindestens als Schönheitsfehler anzusprechen ist. Aus Gründen möglichst guter Planlage soll die Erzeugung der Kreisform nicht durch Schneiden, sondern durch Stanzen vorgenommen werden. Selbst bei Beachtung aller dieser Maßnahmen erhält man keine so ebene Platte wie bei Aluminium. In bezug auf Festigkeit und Preis steht Stahl allerdings führend da.

5. Glas hat ganz einwandfreie Oberflächenbeschaffenheit und ist in bezug auf Ebenheit der beste von allen Werkstoffen. Außerdem besteht die Gefahr der Verknappung nicht. Die Zerbrechlichkeit ist nicht so groß, wie man zunächst vermuten könnte. Die Plattendicke soll nicht größer als 1,6 mm gewählt werden. Es wurde festgestellt, daß eine weitere Verstärkung nichts mehr zur Erhöhung der Festigkeit gegen Fallenlassen beiträgt. Auch eine gesprungene Platte ist nicht verloren. Meistens ist noch ein Umschneiden möglich, da der Lacküberzug das Glas erstaunlich fest zusammenhält.

In Abb. 1 ist ein Vergleich der Oberflächengüte verschiedener Werkstoffe gegeben. Die Kurven wurden mit einem Brush-Oberflächenanalysator gewonnen (Kristalltonabnehmer mit Edelsteinspitze, der über die Platte geführt wird und auf einen Verstärker mit Registrierinstrument arbeitet).

Nachdem feststand, daß Aluminium nicht mehr zur Verfügung gestellt wurde, begann im April 1941 die Fabrikation von Platten mit Stahl- und Glasträger. Letztgenannte machten der Fabrik große Kopfschmerzen, für den Benutzer dagegen sind sie sehr angenehm. Beim Glas liegen die Produktionsschwierigkeiten so, daß die Platte entweder eindeutig gut oder eindeutig unbrauchbar ist. Fehlerhafte Platten gelangen daher niemals bis zum Verbraucher.

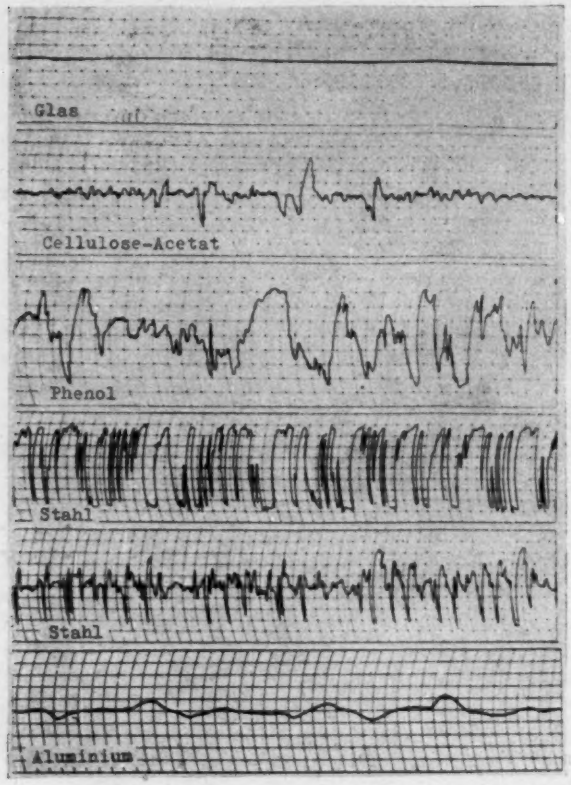


Abb. 1. Oberflächencharakteristik einiger Stoffe, die als Träger für Schallfolien in Betracht kommen. Ein Teilstrich auf der Ordinatenachse bedeutet 0,125 μ Abweichung von einer vollkommenen Ebene. Auf der Abszissenachse stellt jeder Teilstrich etwa 40 μ dar

Üblicherweise besitzen die Platten ein Mittelloch und 3 zentrisch darum verteilte Mitnahmelöcher. Bei Glas wurde festgestellt, daß durch die 3 Mitnahmelöcher eine beträchtliche Schwächung der mechanischen Festigkeit eintritt. Daher wurde bei den Glasplatten auf die Mitnahmelöcher verzichtet. Die Mitnahme kann auch durch Reibung (Zwischenlage von aufgerauhtem Gummi) befriedigend erfolgen. Nachdem die Platten mit Glasträger einige Zeit benutzt worden waren, stellte sich heraus, daß die scharfen Glasränder die Maschinenzapfen beschädigten. Abhilfe wurde durch Einsetzen einer besonderen nichtmetallischen Führungsbuchse mit gestanztem Mittelloch geschaffen. In Weiterentwicklung dieses Gedankens soll die eingelegte Buchse in Zukunft mit vergrößertem Durchmesser ausgeführt werden und 4 Löcher enthalten, so daß die damit ausgerüsteten Platten in genau gleicher Weise benutzt werden können wie Folien mit Aluminiumträger.

Die Behandlung der Glasplatten erwies sich als nicht so schwierig, wie man zunächst befürchtet hatte. Nachdem sich die Beteiligten an das neue Material gewöhnt hatten und die richtige Verpackung gefunden war, gab es nur geringen Bruchschaden.

(Anmerkg. des Berichters: In Deutschland ist schon 1940 eine hochwertige Lackplatte geschaffen worden, die aber — im Gegensatz zu den Ansichten des Verfassers — mit Erfolg von einem harten Kunststoffträger Gebrauch macht. Die Folien sind leicht und robust, sie besitzen eine völlig strukturlose Oberfläche und befriedigende Ebenheit. Von der Möglichkeit, Glas wegen seiner Starrheit, Ebenheit und Oberflächengüte als Trägerwerkstoff zu benützen, wird in Europa schon seit Jahren Gebrauch gemacht. Etwa seit 1935 wird in Holland eine Glasträgerplatte hergestellt, die in Europa vielfach verwendet wird.) G. Guttwein

Helmut Harz, **Zahnradgeräusche** — 1. Teil: **Schalldruck und Frequenzspektrum der Reibgeräusche an Zahnflanken.** Deutsche Kraftfahrtforschung — Heft 69. VDI-Verlag, G. m. b. H., Berlin NW 7.

Bei der Analyse des Zahnradgeräusches mit dem Oktavsieb wurden im wesentlichen zwei hervortretende Frequenzgebiete gefunden, ein tiefes, dessen Lage durch die Zahnfrequenz gegeben war, und ein höheres, in der Gegend von 3 kHz, dessen Lage unabhängig von Drehzahl und Zähnezahl war. Bei dem Versuch, den Höchstwert des Geräusches bei 3 kHz zu erklären, wurde u. a. auch das Geräusch, das beim Reiben zweier Eisenstücke aufeinander entsteht, aufgenommen und analysiert. Hierbei ergab sich ebenfalls ein deutliches Maximum in dem betreffenden Frequenzgebiet. Hieraus wurde der Schluß gezogen, daß sich das Zahnradgeräusch wahrscheinlich aus 2 Geräuscharten zusammensetzt, und zwar

1. aus den durch die Zahnkräfte und Stöße hervorgerufenen Schwingungen. Hierzu gehören der Eingriffsimpuls, beim Ineinandergreifen der beiden kämmenden Zahnräder und der Teilkreisimpuls, infolge des Richtungswechsels der Reibkräfte im Wälzpunkt, ferner Impulse durch Bearbeitungsungenauigkeiten, Verschleiß und elastische Verformung der Zähne;
2. aus einem kontinuierlichen Geräusch, das durch das Reiben zweier Körper aufeinander entsteht und das mit Reibgeräusch bezeichnet wird zum

Unterschied gegen das Reibkraftgeräusch des Teilkreisimpulses.

Der 1. Teil der Untersuchung, der in dem vorliegenden Bericht mitgeteilt wird, befaßt sich vornehmlich mit der Untersuchung des Reibgeräusches. Die Versuchseinrichtung bestand aus einem rotierenden Zylinder von 30 mm ∅, gegen den eine Platte mit einstellbarer Kraft gepreßt wurde. Die Rauhigkeiten der Zylinderoberflächen und der Druckplatten wurden durch Lichtschnittaufnahmen ermittelt. Für die Zylinder und Druckplatten wurden verschiedene Materialien wie Stahl, Gußeisen, Messing, Silumin-Gamma, Elektron und Hartgewebe benutzt. Jedes dieser Materialien wurde mit verschieden bearbeiteten Oberflächen untersucht.

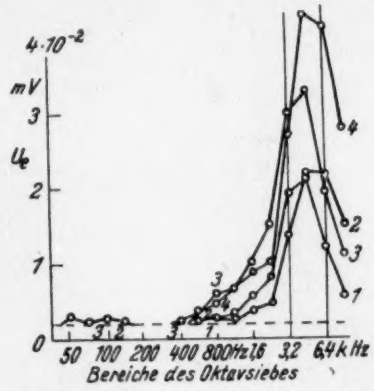


Abb. 1. Untersuchung des Reibgeräusches mit dem Oktavsieb. Zylinder: Stahl, schlicht-gedreht, 30 mm ∅; Platte: Stahl, schlicht-gehobelt, 60×60 mm²

Kurve Nr.	n U/sec	P kg
1	5	2
2	5	6
3	9	2
4	9	6

Der Gesamtschalldruck des Reibgeräusches nimmt mit der Umfangsgeschwindigkeit der Zylinder quadratisch zu, während in 1. Näherung Unabhängigkeit des Schalldruckes von der Größe der Belastung festgestellt wurde. Zwischen Oberflächengüte und Schalldruck ließ sich keine eindeutige Gesetzmäßigkeit feststellen; ebenfalls zwischen Werkstoff und Schalldruck nicht. Bezüglich des Frequenzspektrums ist das Reibgeräusch unabhängig von der Drehzahl. Bei Vergrößerung der Plattenstärke der Druckplatte wurde eine Verschiebung der Schwingungszahl nach höheren Werten hin beobachtet, die aber bei weiterer Zunahme der Plattendicke bis zur Würfelform, wieder bis auf die ursprünglichen Werte zurückging. Der Hauptanteil der im Reibgeräusch auftretenden Schwingungen liegt bei Stahl zwischen 3—6 kHz (Abb. 1), Gußeisen 2,7—5,3 kHz, Silumin-Gamma 3,2—5,5 kHz, Messing 3—4,7 kHz, bei Pertinax wurden mehrere Bereiche von 1,8—9,3 kHz beobachtet. Bei Versuchen mit Zahnrädern wurden die Zahnfrequenz und ihre Oberschwingungen bis zur 50. Ordnung festgestellt. Dem Linienspektrum ist das nahezu kontinuierliche Spektrum des Reibgeräusches überlagert. Bei Zahnrädern, die merkliche Teilungsfehler und Formfehler aufweisen, ist das Spektrum infolge der unregelmäßigen Phasensprünge der Fehler, von nicht erkennbarer Periode und nähert sich einem kontinuierlichen Spektrum. Die durch Teilungsfehler bedingten Schläge verursachen ziemlich große Schalldruckspitzen, die exponentiell abklingen. Diese abklingenden Ratterschwingungen, die mit dem Schlag eines Hammers auf einen Amboß verglichen werden, haben eine Frequenz von einigen kHz. Der Gesamtschalldruck wird durch Ratterschwingungen nicht wesentlich erhöht, trotzdem sich der Geräuschcharakter eines ratternden Zahnrades stark von einem ruhig laufenden unterscheidet. Wird der Schalldruck jedoch mit einem Spitzenwertmesser gemessen, so ergeben sich wesentlich höhere Spitzenwerte bei Ratterschwingungen. Das Verhältnis von Spitzenwert und Effektivwert wird daher als kennzeichnend für die Güte des Zahnrades angesehen. Ebenso ist der Wert $\frac{p_{eff}}{v^2}$ kennzeichnend für die Güte des Zahnrades, da der Schalldruck normalerweise quadratisch mit der Umfangsgeschwindigkeit ansteigt.

W. Willms

W. Furrer, **Eine neue Bewertungsweise für Luftschalldämmung, besonders bei Leichtbauweise.** Schweizerische Bauzeitung 121 (1943) 39.

Es wird vorgeschlagen, an Stelle des Begriffs der mittleren Schalldämmung für die Bewertung von Trennwänden die Silbenverständlichkeit einzuführen, ähnlich wie in der Telephontechnik. Die Silbenverständlichkeit soll im Einzelfall jedoch nicht durch Messung festgestellt werden, was wegen der im allgemeinen sehr geringen Verständlichkeit schwierig sein würde, sondern es soll nur ein Zusammenhang zwischen Schalldämmung und Silbenverständlichkeit aufgestellt werden, aus dem die entsprechende Silbenverständlichkeit als anschaulicher Kennwert entnommen werden kann. Zur Aufstellung dieses Zusammenhangs geht der Verfasser von einer von J. Collard, Electrical Communication, Deutsche Ausgabe 7 (1929) 175 und 8 (1930) 141 angegebenen Methode aus, die es ermöglicht, Verständlichkeiten von Telephonverbindungen rechnerisch zu bestimmen. Bei der Übertragung dieser Methode auf die Dämmung von Trennwänden sind besonders zwei Voraussetzungen zu machen:

Abb. 1. Silbenverständlichkeit in Abhängigkeit von der Schalldämmung einer Trennwand, berechnet für zwei normale Büros und 30 phon Störlautstärke

1. Annahme einer Gesamtabsorption von je 25 m² für die an die Trennwände anschließenden Räume (mittlere Absorption von Büroräumen),
2. Annahme eines Geräuschpegels von 30 phon im Empfangsraum, was dem ungünstigen Fall eines sehr ruhigen Büros entspricht.

Die Größe der Trennwände und der Frequenzgang der Schalldämmung sind nur von geringem Einfluß. Unter diesen Annahmen ergibt sich die in Abb. 1 gezeigte Kurve. Eine Schalldämmung von 39 db, wie sie für eine dreischalige Trennwand gemessen wurde und die annähernd auch für eine 12 cm-Backsteinmauer gilt, ergibt danach eine Silbenverständlichkeit von 20%, während eine gewöhnliche Tür mit 24 db Dämmung eine Silbenverständlichkeit von nahezu 70% ergibt. Die Methode ist naturgemäß nur zur Kennzeichnung von geringen Schalldämmungen von etwa 20—40 db geeignet. Ihr Vorteil liegt in der Anschaulichkeit des erreichten oder zu erwartenden Ergebnisses.

W. Willms

NACHRICHTEN

Professor Alfred Seiffert

Oberstudienrat a. D. Professor Alfred Seiffert vollendete am 26. August 1943 sein 85. Lebensjahr

Von Hause aus der Physik als Lehrfach zugetan und ein eifriger Cellospieler im Streichquartett, beginnt er kurz nach der Jahrhundertwende, sich eingehender für die physikalischen Grundlagen des Geigenbaues zu interessieren. Er unternimmt es — seinerzeit noch ein Rufer in der Wüste — im Geigenbau Verständnis für physikalische Betrachtungsweisen zu wecken. Fußend auf den Untersuchungen von Barton und Mitarbeitern (Phil. Mag. 1905—1910) baut Seiffert sich selbst einen (rein optischen) Oszillographen und photographiert als erster in Deutschland Schwingungen des Geigenkörpers (Arch. Musikwiss., 1922: Eine Theorie der Geige auf mechanischer Grundlage). 1929 folgt eine Arbeit über „Eine objektive Charakteristik der Saiteninstrumente" (Z. Instrumentenkunde), die auf Messungen statischer Durchbiegung des Geigenkörpers, durch verschiedene Saitenspannungen hervorgerufen, beruht. Später (1934, Z. Instrumentenbau) verbessert Seiffert diese Methode durch sein „Höhenmikrometer", das nunmehr jede Stelle des Geigenkörpers zu belasten und gleichzeitig die dort auftretenden Durchbiegungen zu messen gestattet.

In einer Reihe weiterer Arbeiten und Aufsätze, meistens in der Zeitschrift für Instrumentenbau erschienen, werden andere wichtige Fragen der Geigenforschung und des praktischen Geigenbaues behandelt. Nicht den geringsten Raum im Schaffen Prof. Seifferts nimmt jedoch eine alte, unwandelbare und verständliche Liebe ein: eine mechanische Theorie der Geige, die Prof. Seiffert in mehr anschaulich-mechanischer als streng-mathematischer Form zu geben sucht, und die er seit einigen Jahren weiter zu vervollkommnen bestrebt ist.

Mögen dem Jubilar, den auch beste menschliche Eigenschaften auszeichnen, noch viele Jahre ruhigen Arbeitens in alter Frische und noch manche schöne und nützliche Erkenntnis auf dem Gebiete der Geigenforschung beschieden sein.

Hermann Meinel

Verantwortlicher Schriftleiter: Oberregierungsrat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine G. m. b. H., Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany

Praktische Lärmbekämpfung

nach wissenschaftlichen Erkenntnissen

gegen Schallübertragung durch Bauteile, gegen Halligkeit lärmerfüllter Räume, zur Hörsamkeitsregelung von Sälen, gegen Erschütterungsübertragung von Maschinen

Ausstattung von Schallmeßräumen

Bewährte Dämmstoffe und Methoden
Erste Referenzen

Werner GENEST GmbH. - Berlin
Tel. 602066
Stuttgart Wien

GENEST

Eingegangene Bücher

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher ist nicht in jedem Falle möglich)

Baule, Die Mathematik des Naturforschers und Ingenieurs. Bd. III. Analytische Geometrie. Gr.-8°, 88 S. m. 89 Abb. Bd. IV: Gewöhnliche Differentialgleichungen. 116 S. m. 41 Abb. Leipzig 1943. S. Hirzel. 4,40 RM. u. 5,80 RM.

Dosse-Mierdel, Der elektrische Strom (Physik u. Techn. d. Gegenwart. Bd. 12). 8°. XII/353 S. m. 184 Abb. Leipzig 143. S. Hirzel. Brosch. 22,50 RM., geb. 24,— RM.

Feldtkeller, Vierpoltheorie. 3. verb. Aufl. 8°. 164 S. m. 95 Abb. Leipzig 1943. S. Hirzel. Brosch. 8,50 RM., geb. 10,— RM.

Kohlrausch, Prakt. Physik, Bd. I u. II, 535 S. m. 298 Abb. u. 578 S. m. 328 Abb. Leipzig 1943. B. G. Teubner. Geb. 35,— RM.

Lennard, Wissenschaftliche Abhandlungen. Bd. II: Phosphoreszenz. Gr.-8°. 609 S. m. 26 Abb. Leipzig 1943. S. Hirzel. Brosch. 15,— RM., geb. 17,50 RM.

Prokott, Modulation (Physik und Technik der Gegenwart, Bd. 11). 8°. 204 S. m. 147 Abb. Leipzig 1943. S. Hirzel. Brosch. 14,50 RM., geb. 16,— RM.

Rausch, Maschinenfundamente, 3. Teil. Gr.-8°. 365 S. m. 377 Abb. Berlin 1942. VDI-Verlag. Br. 35,— RM.

Sirk, Mathematik, 3. Aufl. Gr.-8°. 282 S. m. 126 Abb. u. 1 Taf. Dresden 1943. Theodor Steinkopff. Geb. 11,50 RM.

Grundlagen einer Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft

Von Dr.-Ing. Martin Kersten

Leiter der Entwicklungsabteilung für magnetische Werkstoffe der Siemens & Halske A. G. in Berlin

VII, 88 Seiten mit 22 Abb. und 2 Zahlentafeln
Kartoniert 4,80 RM. September 1943

Die Theorie des Verfassers gibt neue Einsichten in die Gesetzmäßigkeiten des Magnetismus und ermöglicht es, die Hysterese des Dynamobleches und anderer Werkstoffe erstmals widerspruchsfrei zu erklären und aus der Zusammensetzung und dem Zustand des Werkstoffes zahlenmäßig abzuleiten. Das Buch hat für die Physik und Technik des Magnetismus grundsätzliche Bedeutung.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Die physikalischen und technischen Grundlagen der Schalldämmung im Bauwesen

Von Dr. Arnold Schoch, Berlin

Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule Berlin

VIII, 119 Seiten mit 87 Abbildungen. 8°. 1938. Gebunden 6,20 RM.

Die Bauzeitung: Das wertvolle Buch behandelt die großen Fortschritte auf dem Gebiet der Schalldämmung, u. a.: die Einführung in die physikalischen Grundlagen, die Schall- und Erschütterungsempfindungen und ihre Beziehungen zu den physikalischen Schallgrößen, den Schall in geschlossenen Räumen und überhaupt die Raumakustik, den Luftschalldurchgang durch Öffnungen, die Übertragung von Luftschall durch Wände und den Körperschall.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG